ISOTOPENVERHÄLTNISSE UND TEILCHENDICHTEN IN INTERSTELLAREN MOLEKÜLWOLKEN

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von
CHRISTIAN HENKEL
aus
DÜSSELDORF

BONN 1980

ISOTOPENVERHÄLTNISSE UND TEILCHENDICHTEN IN INTERSTELLAREN MOLEKÜLWOLKEN

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von

CHRISTIAN HENKEL

aus

DÜSSELDORF

BONN 1980

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Angefertigt mit der Genehmigung
der Mathem.-Naturw. Fakultät der
Universität Bonn

Referent: Prof. Dr. P.G. Mezger
Korreferent: Prof. Dr. W. Priester

Druck: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Zusammenfassung	5
1. Einleitung	8
2. Einige grundsätzliche Fakten	12
2.1 Das H_2CO (Formaldehyd)-Molekül	12
2.2 Die 'scheinbare' optische Tiefe (apparent optical depth)	21
2.3 H_2CO - Säulendichten	23
2.4 Die Hyperfeinstruktur der 1_{10}-1_{11} - Linie des H_2CO	25
2.5 Der Trapping - Effekt	30
2.6 Die Sobolev - Näherung	33
3. Beobachtungsmethoden	38
3.1 Formaldehydmessungen in Effelsberg	39
3.1.1 Die 1_{10}-1_{11} - Linie	39
3.1.2 Die 2_{11}-2_{12} - Linie	40
3.1.3 Die 3_{12}-3_{13} - Linie	41
3.2 H_2CO - Messungen mit dem 42m - Teleskop des NRAO	43
3.3 CO - und CS - Messungen mit dem 4.6m - Teleskop der Aerospace Corporation	43
4. Das $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis im interstellaren Medium	45
4.1 Bisherige Messungen	45
4.2 Weitere Messungen des $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses	48
4.3 Korrektur der $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisse und Bestimmung der H_2-Dichten	59

Seite

4.3.1 Die Beobachtungsdaten 64
4.3.2 Bestimmung der H_2-Dichten und der Korrekturfaktoren 66
4.3.3 Fehlerabschätzung 68
4.3.4 Die H_2 - Dichten 74
4.3.5 Die Isotopenverhältnisse 75
4.3.6 Der Fraktionierungseffekt 79

5. Die 3_{12}-3_{13} - Linie des Orthoformaldehyds 83
5.1 Die 3_{12}-3_{13} - Linie in Absorption 87
5.2 OMC-1 92

6. Das $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis im interstellaren Medium 95
6.1 Bisherige Messungen 96
6.2 Bestimmung des $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$- Verhältnisse Verhältnisses 97

7. CO -, CS - und H_2CO - Linien in TMC1 104
7.1 Beobachtungen 104
7.2 Bestimmung der optischen Tiefen, Anregungstemperaturen und Säulendichten des ^{12}CO und ^{13}CO 108
7.3 Ergebnisse 113
7.3.1 CO 113
7.3.2 H_2CO 123
7.3.3 CS 131
7.3.4 Haupteigenschaften von TMC1 132

8. Literaturverzeichnis 134

ZUSAMMENFASSUNG

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Beobachtung von Molekülllinien in Richtung auf galaktische HII-Regionen und nahegelegene Dunkelwolken. Ein großer Teil der Untersuchung basiert auf Messungen der Linien des Orthoformaldehyds (Ortho-H_2CO) in den unteren drei Rotationsniveaus bei 4.8 GHz, 14.5 GHz und 29.0 GHz.

Die Teilchendichten der untersuchten Wolken wurden bestimmt. In weit entfernten ($r \geq 0.5$ kpc), in Richtung auf HII-Regionen liegenden Wolken ergaben sich Dichten zwischen 5 10^4 cm^{-3} (Sgr A, -4 kms^{-1} - Komponente) und 10^6 cm^{-3} (OMC-1) mit einem Mittelwert von 10^5 cm^{-3}. Die mit Hilfe des H_2CO - Moleküls bestimmten Dichten sind mit entsprechenden aus CS-Messungen abgeleiteten Werten vereinbar, liegen aber um eine bis zwei Größenordnungen über den auf der Basis von CO - Beobachtungen ermittelten Werten. Als Grund für die unterschiedlichen Ergebnisse ist die Konzentration des H_2CO und des CS auf das Wolkenzentrum anzusehen, die beim CO nicht so stark ausgeprägt ist.

Voraussetzung für die richtige Interpretation der Ergebnisse ist die Gültigkeit der von Green et al.(1978) angegebenen H_2CO - Stoßraten, während die im allgemeinen unbekannte Wolkenstruktur nur einen begrenzten Einfluß auf die ermittelten Dichten hat. Der geometrieabhängige Fehler sollte einen Faktor von drei nicht überschreiten.

Ein Vergleich zwischen den $H_2{}^{12}C^{16}O$-, $H_2{}^{13}C^{16}O$- und $H_2{}^{12}C^{18}O$ - Formaldehydisotopen, im weiteren mit H_2CO, $H_2{}^{13}CO$ und $H_2C^{18}O$ bezeichnet, liefert folgende Ergebnisse:

(1) Das hinsichtlich des 'Trapping - Effektes' (siehe hierzu Abschnitt 2.5) korrigierte $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis beträgt, gemittelt über zehn Quellen, 64±17. Der mittlere Korrekturfaktor liegt bei 1.6±0.7.

(2) Wie schon die unkorrigierten Ergebnisse von T.L.Wilson et al.(1976) und Gardner und Whiteoak (1979), deuten auch die korrigierten Werte einen galaktischen Gradienten mit besonders kleinen $^{12}C/^{13}C$ - Werten in der Nähe des galaktischen Zentrums an. Der Gradient liegt bei 5.5 ± 1.5 Kpc^{-1}

(3) Das $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis in 'Sonnenumgebung' (Entfernung vom galaktischen Zentrum: 7.5 $Kpc \leq r_{GC} \leq 12$ Kpc) ist sehr unterschiedlich. Die Werte liegen zwischen 53±8 (W49 A) und 107±16 (M17, unkorrigierter Wert). Das terrestrische $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis von 89 liegt innerhalb dieses Bereichs.

(4) Das interstellare $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Verhältnis liegt mit 5±1 in der Nähe des terrestrischen $^{13}C^{16}O/^{12}C^{18}O$ - Quotienten von 5.6.

(5) Das interstellare $[H_2CO]/[H_2C^{18}O]$ - Verhältnis liegt in der Regel unter dem terrestrischen $^{16}O/^{18}O$ - Wert (500). Zur Ermittlung eines möglicherweise vorhandenen Gradienten ist das Datenmaterial nicht ausreichend.

Die Ergebnisse geben nur dann auch Information über das interstellare $^{12}C/^{13}C$ - und $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis, wenn keine Fraktionierung auftritt, wenn also keines der Kohlenstoff- oder Sauerstoffisotope bevorzugt in das H_2CO - Molekül eingebaut wird.

Beim $^{16}O/^{18}O$ - Wert sind bisher keine Hinweise auf Fraktionierung vorhanden. Beim $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis ist die Situation komplizierter (siehe hierzu Abschnitt 4.3.6). Die relativ hohe Temperatur ($T_k \geq 20$ K) und die Konzentration des H_2CO - Moleküls auf die dichtesten Teile der Wolken lassen aber vermuten, daß auch hier die Ergebnisse nicht wesentlich von Fraktionierungseffekten beeinflußt werden.

TMC1, eine nahegelegene Dunkelwolke, besitzt wie CO - Messungen zeigen, eine konstante Temperatur von (12±1) K in einem Bereich von 10'× 10' (0.4 pc × 0.4 pc). Wie schon die HC_5N - Verteilung (Little et al. 1978b, Churchwell et al. 1978), ergibt auch die Verteilung der CO - Säulendichte eine elongierte Struktur der Quelle. Im Zentrum gibt es weder bei den CO - noch bei den H_2CO - Messungen Hinweise auf Strukturen mit einer Ausdehnung zwischen 0.04 pc und 0.1 pc. Das Zentrum der Wolke scheint sehr homogen zu sein. Hinweise auf die Existenz von Vordergrundgas, die von Langer et al.(1978) beim HCO^+ und von Frerking et al.(1979) beim HNC gefunden wurden, sind möglicherweise auch beim H_2CO und CO vorhanden.

1. EINLEITUNG

In der vorliegenden Arbeit werden Linien verschiedener Moleküle (H_2CO, CO, CS) in dichten interstellaren Wolken untersucht. In diesem Zusammenhang soll besonderer Wert auf zwei Schwerpunkte gelegt werden:

(1) Auf die Messung von Isotopenverhältnissen und

(2) auf die physikalischen Verhältnisse in den Regionen, aus denen die Formaldehydlinien stammen.

(1) Das interstellare $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis kann als Datenmaterial für Theorien zur Nukleosynthese verwendet werden. Voraussetzung ist, daß der mit Hilfe eines bestimmten Moleküls ermittelte Wert nicht durch Fraktionierung beeinflußt wird, daß also z.B. das $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis dem $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis entspricht. Tritt Fraktionierung auf, so ergeben sich unter Umständen Hinweise auf die für die Entstehung des jeweiligen Moleküls verantwortlichen chemischen Reaktionen.

(2) Vernachlässigen wir die Auswirkung von Turbulenzeffekten und das Magnetfeld, das vor allem für die Entwicklung von Molekülwolken wichtig zu sein scheint (siehe z.B. Baker 1979), so wird die Druckschichtung innerhalb einer Wolke durch die hydrostatische Grundgleichung beschrieben, in die die Verteilung der Dichte (n) und indirekt auch die Verteilung der kinetischen Temperatur (T_k) eingehen.

Die Bestimmung der Teilchendichten und Temperaturen in interstellaren Wolken ist daher ein wesentliches Ziel dieser Arbeit.

a) Die kinetische Temperatur kann durch Beobachtung der J=1-0 - Linie des ^{12}CO mit ausreichender Genauigkeit ermittelt werden.

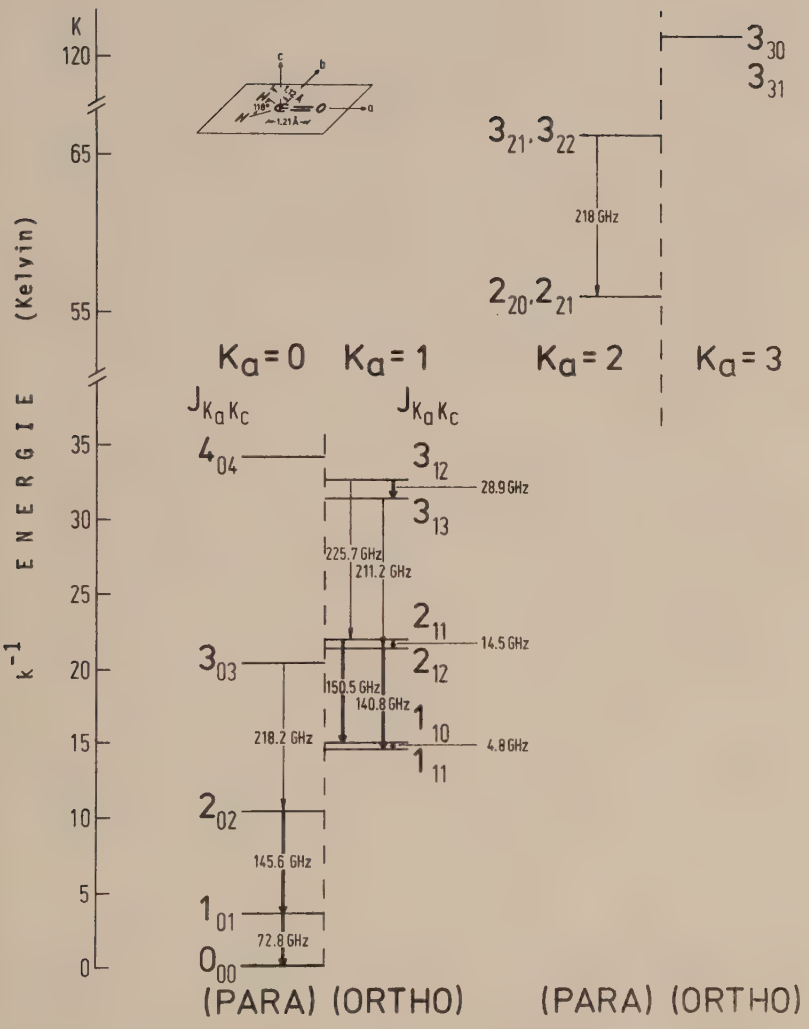


Abbildung 1.1: Niveauschema des Formaldehydmoleküls

b) Problematischer ist die Bestimmung der Dichte. Hierzu ist die Messung mehrerer Linien erforderlich. Dichte Wolken, in die die stellare UV-Strahlung nicht eindringen kann, enthalten vor allem neutrale H_2-Moleküle statt der in Gebieten niedriger Dichte vorherrschenden HI-Atome. Der Anteil der elektrisch geladenen Teilchen, charakterisiert durch die Elektronendichte n_e, geht von $n_e/n_{HI} \approx 2\ 10^{-2}$ in Sonnenumgebung (White 1973, Jenkins und Savage 1974) auf $n_e/n_{H_2} \approx 10^{-7}$ (Snyder et al. 1977) zurück.

Zur Bestimmung der H_2-Dichte mit Hilfe von H_2CO-Beobachtungen müssen Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) berücksichtigt werden.

Als Effekt, der auf Abweichungen vom LTE basiert, ist z.B. die Kühlung der 1_{10}-1_{11} - Linie (4.8 GHz) des H_2CO (siehe Abbildung 1.1) anzusehen, die sogar vor dem Mikrowellenhintergrund (3K-Strahlung) in Absorption beobachtet wird. Die ungewöhnlich niedrige Anregungstemperatur dieser Linie ist Folge von Stoßprozessen. Die 1_{10}-1_{11} - Linien der drei hier untersuchten Formaldehydisotope, H_2CO, $H_2{}^{13}CO$ und $H_2C^{18}O$,zeigen bei gleicher H_2-Dichte, kinetischer Temperatur und optischer Tiefe gleiche Abweichungen vom LTE. Unterschiede treten dagegen auf, wenn die optischen Tiefen voneinander sehr verschieden sind. Dieser Fall wird in Abschnitt 4.3 ausführlich diskutiert werden.

Im nächsten Kapitel werden der Kühlungsmechanismus, der die Anregungstemperaturen der 1_{10}-1_{11}- und 2_{11}-2_{12} - Linien bei 4.8 GHz und 14.5 GHz (siehe Abbildung 1.1) beeinflußt,und andere für das Verständnis der vorliegenden Arbeit wichtige Effekte erläutert.

Die verwendeten Beobachtungsmethoden sind im dritten Teil der Arbeit angegeben.

In Kapitel 4 wird das interstellare $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis behandelt. Zunächst werden die $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Werte in Richtung auf fünf Quellen bestimmt. Wie schon erwähnt, ist die Effektivität des Kühlungsprozesses, der für die niedrige Anregungstemperatur der 1_{10}-1_{11} - Linie verantwortlich ist, von der optischen Tiefe abhängig. Die von T.L.Wilson et al. (1976) angegebenen Werte werden gezielt auf diesen Effekt hin untersucht und mit Hilfe von Messungen der 2_{11}-2_{12} - Linie und eines Strahlungstransportprogramms ('LVG'-Modell) korrigiert. Auf den Zusammenhang zwischen dem interstellaren $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - und dem $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis wird ebenfalls eingegangen. Schließlich kann mit Hilfe der 2_{11}-2_{12} - Linie auch die H_2-Dichte der Wolken ermittelt werden.

Der fünfte Teil der Arbeit ist als Erweiterung von Kapitel 4 zu verstehen. Durch Beobachtung der 3_{12}-3_{13} - Linie bei 29.0 GHz (siehe Abbildung 1.1) können die im vorhergehenden Kapitel ermittelten H_2-Dichten und Korrekturfaktoren überprüft werden. Der Grad der Homogenität einer Molekülwolke im Bereich der Keule des Teleskops hat hier auf das Ergebnis kaum noch Einfluß, während der T_k-Wert eine wichtige Rolle spielt.

In Kapitel 6 wird das $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Verhältnis untersucht. Eine Verwendung der $^{12}C/^{13}C$ - Ergebnisse aus Kapitel 4 ermöglicht außerdem die Bestimmung von $[H_2CO]/[H_2C^{18}O]$ - Werten und gibt Aufschluß über das interstellare $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis.

Während in den bisherigen Kapiteln Molekülwolken in Richtung auf HII-Regionen mit Entfernungen $r \geq 0.5$ Kpc behandelt wurden, erlaubt die Beobachtung von TMC1 in der nahegelegenen Taurus-Molekülwolke ($r \approx 140$ pc) eine detaillierte Untersuchung von Strukturen geringer Ausdehnung. Die Interpretation von ^{12}CO-, ^{13}CO-, CS- und H_2CO-Beobachtungen in Richtung auf TMC1 erfolgt im siebten Teil der Arbeit.

2. EINIGE GRUNDSÄTZLICHE FAKTEN

2.1 Das H_2CO(Formaldehyd)-Molekül

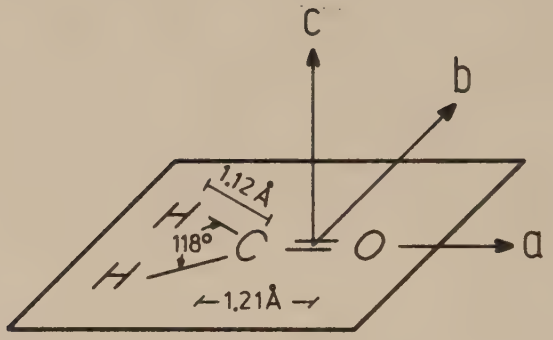


Abbildung 2.1.1: Aufbau des H_2CO-Moleküls

Das Formaldehydmolekül (Abbildung 2.1.1) gehört zur Gruppe der asymmetrischen Kreisel. Das heißt, die Trägheitsmomente der drei Hauptachsen sind voneinander verschieden. Eine ausführliche Beschreibung der charakteristischen Eigenschaften dieser Moleküle findet sich zum Beispiel bei Gordy und Cook (1970) und Townes und Schawlow (1975). In diesem Abschnitt soll lediglich auf einige besonders wichtige Fakten eingegangen werden, die, der besseren Anschaulichkeit wegen, auf semiklassische Weise behandelt werden sollen.

Der Systemschwerpunkt des H_2CO-Moleküls liegt ungefähr in der Mitte zwischen dem Sauerstoff- und dem Kohlenstoffatom. Nach der üblichen Konvention besitzt die a-Achse das kleinste, die c-Achse das größte Trägheitsmoment. Außerdem gilt $I_b \approx I_c$ (I_b: Hauptträgheitsmoment der b-Achse), da sich, wie aus

Abbildung 2.1.1 zu ersehen ist, beide Trägheitsmomente nur durch die Beiträge der zwei Wasserstoffatome voneinander unterscheiden. Die Differenz dieser Beiträge hinsichtlich der b- und c-Achse ist gering.

Der Grad der Asymmetrie eines Moleküls wird durch den 'Asymmetrieparameter' nach Ray (Gordy und Cook 1970, -163-) charakterisiert. Der Parameter (-1 für den 'Prolate'-Fall $I_b=I_c$, +1 für den 'Oblate'-Fall $I_a=I_b$) liegt für alle drei im folgenden untersuchten Isotope, H_2CO, $H_2{}^{13}CO$ und $H_2C^{18}O$, bei -0.96. Es handelt sich daher beim H_2CO näherungsweise um einen symmetrischen Kreisel mit gestrecktem Rotationsellipsoid ('Prolate'-Fall).

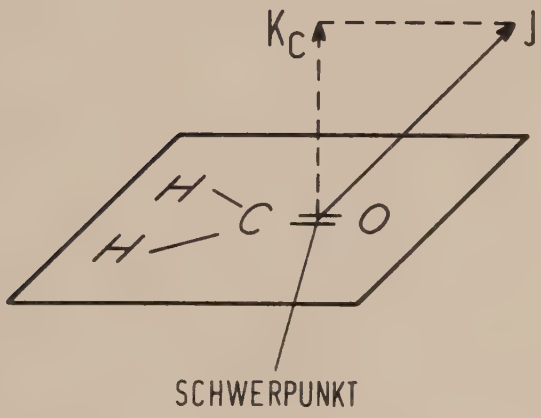


Abbildung 2.1.2: J und k_c bestimmen das Niveauschema eines symmetrischen Kreisels vom 'Prolate'-Typ.

Die geringe Asymmetrie hat einen großen Einfluß auf das Niveauschema (Abbildung 1.1). Die $|k_c|$ - Entartung (k_c: Drehimpulskomponente parallel zur c-Achse, siehe Abbildung 2.1.2) der Zustände wird aufgehoben. Statt J+1 ergeben sich daher 2J+1 Niveaus mit der Rotationsquantenzahl J. Die King-Hainer-Cross-Notation ($J_{k_a k_c}$, siehe z.B. Gordy und Cook 1970, -163-) bezieht sich auf die Bezeichnung der Zustände im symmetrischen Grenzfall, wo neben J auch k_a bzw. k_c als Konstanten der Bewegung angesehen werden können. Die Bildung der 'K-Doubletts' für k_a=1,3,5... (Abbildung 1.1) ist auf die geringe Asymmetrie des Moleküls zurückzuführen.

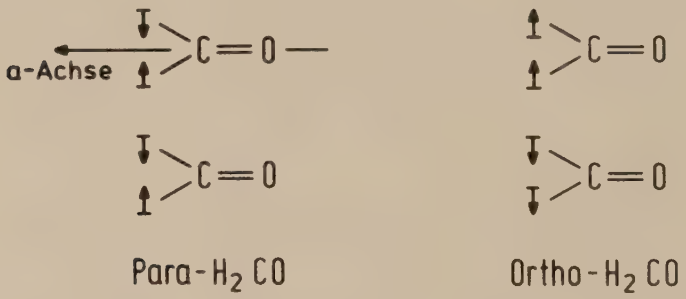


Abbildung 2.1.3: H_2CO-Konfiguration vor und nach einer Drehung (180°) um die a-Achse. Die Pfeile geben die Richtung der Spins der Wasserstoffkerne an.

Beim Paraformaldehyd wird die Konfiguration durch eine Drehung um 180° um die a-Achse nicht geändert. Die Wellenfunktion ($\psi \sim e^{ik_a\pi}$) muß gegenüber diesem Vorgang invariant sein (siehe Abbildung 2.1.3) und es gilt k_a=0,2,4... . Beim Orthoformaldehyd erfolgt dagegen eine Umkehr der

Protonenspins. Wir erhalten in diesem Fall k_a= 1,3,5... (siehe Abbildung 1.1).

Das Dipolmoment liegt parallel zur a-Achse (μ_a=2.331 D, $\mu_b=\mu_c$=0 D). Nur Δk_a= 0 - Obergänge sind erlaubt. Da außerdem, wie schon erwähnt, die a-Achse das bei weitem kleinste Trägheitsmoment besitzt und zur Anregung einer Rotation die Energie

$$(2.1.1)\quad E_a = (h^2/8\pi I_a)\, J(J+1) >> E_b \simeq E_c$$

h: Plancksche Konstante

erforderlich ist, wird nicht nur bei Strahlungs-, sondern auch bei Stoßprozessen die Pseudoquantenzahl k_a zwischen T_k=10 K (TMC1) und T_k=70 K (OMC-1) selten geändert. k_a ist für $T_k \leq$ 40 K nahezu konstant. Ortho- und Paraformaldehyd können im interstellaren Medium als zwei fast unabhängige Molekülarten aufgefaßt werden. Das Häufigkeitsverhältnis soll hier nach ihren statistischen Gewichten mit 3:1 angenommen werden, was aber noch nicht zweifelsfrei durch Beobachtungen (Thaddeus et al.1971) bestätigt worden ist.

Beim Paraformaldehyd treten im Fall k_a=0 keine K-Doubletts auf. Die Linien liegen daher im Millimeterwellenbereich. Als viel wichtiger für die Untersuchung des physikalischen Zustands dichter interstellarer Wolken hat sich das Orthoformaldehyd im Zustand k_a=1 erwiesen. Als Grund dafür sind die wegen der leichten Asymmetrie des Moleküls auftretenden Niveaudoubletts anzusehen. Da die Parität der einzelnen Zustände so beschaffen ist, daß Obergänge zwischen den Niveaus eines Doubletts ebenso wie Obergänge zwischen den höheren bzw. niedrigeren Zuständen benachbarter Doubletts erlaubt sind, ergibt sich eine vergleichsweise große Zahl von Linien in dem Bereich, der einer radioastronomischen Untersuchung zugänglich ist. Günstig ist auch die niedrige Frequenz der ΔJ=0 - Obergänge (siehe Abbildung 1.1),

die eine Beobachtung mit Empfängern geringer Systemtemperatur ermöglicht.

Ein weiterer Umstand, der die Untersuchung des interstellaren Mediums mit Hilfe des Orthoformaldehyds begünstigt, ist die dichteabhängige Kühlung des 1_{10}-1_{11} - Obergangs bei 4.8 GHz und des 2_{11}-2_{12} - Obergangs bei 14.5 GHz. Beide Linien werden auch vor dem Mikrowellenhintergrund meistens in Absorption beobachtet. Bisher bekannte Ausnahmen sind lediglich OMC-1 (Kutner et al. 1971, Zuckerman et al. 1975) und NGC 7538 (Downes und T.L.Wilson 1974). Das heißt, die Anregungstemperatur der Obergänge liegt in der Regel unter 2.7 K.

In den letzten Jahren hat sich die Meinung durchgesetzt, daß die Kühlung der 4.8 GHz- und 14.5 GHz - Linien mit den von der Struktur des Moleküls beeinflußten Stoßraten zu erklären ist. So werden Stöße mit $\Delta k_c > 0$, für die nach Gleichung 2.1.1 nur wenig Energie aufzuwenden ist, besonders häufig sein. Der von Stoßprozessen abhängige Pumpmechanismus wird von Townes und Cheung (1969) im Detail beschrieben. Abbildung 2.1.4 gibt die Beziehung zwischen den Wirkungsquerschnitten und der Geometrie des H_2CO - Moleküls anhand der beiden untersten Rotationsniveaus (J=1,2) anschaulich wieder.

Wesentlich ist hier, daß bei Stößen zwischen H_2 - Molekülen und dem Sauerstoff- bzw. dem Kohlenstoffatom mit gleicher Wahrscheinlichkeit eine Rotation um die b- bzw. c-Achse angeregt werden kann, während bei Kollisionen mit den H-Atomen eine Unterscheidung zwischen Stößen parallel und senkrecht zur Molekülebene notwendig ist. Im ersten Fall ist nur eine Anregung der Rotation um die c-Achse möglich, im zweiten sowohl eine Anregung zur Rotation um die b- als auch um die a-Achse. Das heißt, wenn die Anzahl der Kollisionen parallel und senkrecht zur Molekülebene gleich groß ist, wird eher eine Rotation um die c- als um die b-Achse angeregt. Dies führt zu besonders hohen Stoßraten für $\Delta k_c > 0$ - Obergänge.

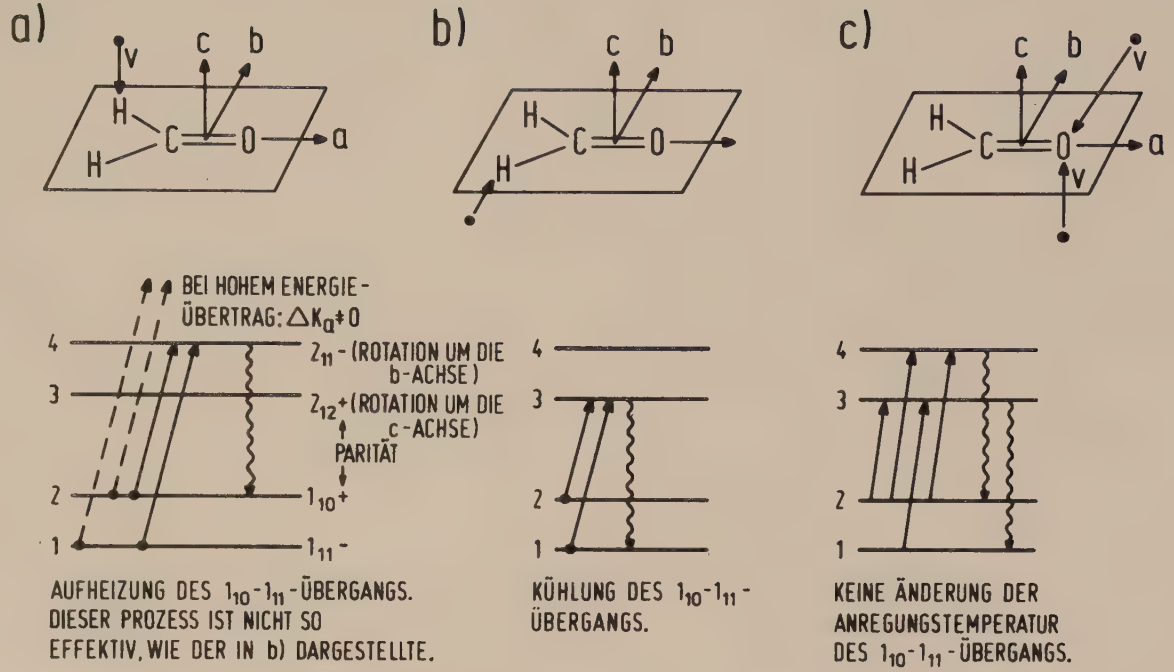


Abbildung 2.1.4: Abhängigkeit der Stoßraten von der Struktur des H_2CO - Moleküls

Im folgenden gehe ich davon aus, daß Stöße mit gleicher Wahrscheinlichkeit parallel und senkrecht zur c-Achse erfolgen, während Stöße parallel zur a-Achse hier vernachlässigt werden können, da sie nicht effektiv sind.

Eine Kollision mit dem Sauerstoff- bzw. Kohlenstoffatom regt mit gleicher Wahrscheinlichkeit eine Rotation um die c-Achse durch einen 1_{10}-2_{12} (1_{11}-2_{12}) - Obergang oder eine Rotation um die b-Achse durch einen 1_{10}-2_{11} (1_{11}-2_{11}) - Obergang an. Der darauf folgende Strahlungszerfall unter Emission von 140.8 GHz - (2_{12}-1_{11}) und 150.5 GHz (2_{11}-1_{10}) - Photonen hat eine Wiederherstellung des ursprünglichen Zustands zur Folge (Abbildung 2.1.4c).

Trifft ein Teilchen mit einem parallel zur Molekülebene liegenden Geschwindigkeitsvektor (Abbildung 2.1.4b) auf eines der beiden Wasserstoffatome, wird eine Rotation um die c-Achse angeregt, die einen 1_{10}-2_{12}-(Δk_c=+2) oder 1_{11}-2_{12} (Δk_c=+1) - Obergang zur Folge hat. Auch bei hohem Energiegewinn (1_{11}-3_{13},4_{14}...) wird durch Strahlungsabregung das 2_{12}-Niveau erreicht, so daß hier keine Unterscheidung zwischen Stößen mit hohem oder niedrigem Energieübertrag erforderlich ist.

Im Fall von Teilchen, die sich senkrecht zur Molekülebene bewegen und auf eines der Wasserstoffatome treffen (Abbildung 2.1.4a), ist dagegen eine Trennung zwischen Prozessen mit großem und kleinem Energieübertrag notwendig. Hier erfolgt in der Regel eine Anregung zur Rotation um die b-Achse. Ist der Energiegewinn gering, wird das 2_{11}-Niveau erreicht. In den Fällen, in denen viel Energie übertragen wird, kann sich aber auch die Pseudoquantenzahl k_a (siehe hierzu auch Gleichung 2.1.1) ändern.

Bei Anregung einer Rotation um die c-Achse wird immer das 2_{12}-Niveau erreicht, bei einer Rotation um die b-Achse meistens, aber nicht in jedem Fall, das 2_{11}-Niveau. Je größer die Wahrscheinlichkeit eines hohen Energieübertrags, je höher die Temperatur ist, desto mehr überwiegt die Anregung zum

2_{12} - Niveau.

Damit sind wir in der Lage, eine qualitative Beschreibung des Kühlungsprozesses zu geben. Werden Stöße mit $\Delta k_c > 0$ bevorzugt, sollte der 1_{10}-2_{12} - Obergang ($\Delta k_c = 2$) besonders wahrscheinlich sein. Hier wird zunächst das 1_{10} - Niveau entvölkert und somit der 1_{10}-1_{11} - Obergang bei 4.8 GHz gekühlt. Andererseits führt die Erhöhung der 2_{12}-Besetzungszahl ebenfalls zur Kühlung des J=2 - K-Doublett - Obergangs bei 14.5 GHz. Da die Lebensdauer des Moleküls im angeregten Zustand für $\Delta J = 0$ - Obergänge sehr lang ist ($\tau \approx 10^8$ s), geht es durch Emission von 2_{12}-1_{11} - bzw. 2_{11}-1_{10} - Photonen ($\tau \approx 10^4$ s) wieder in den J=1 - Grundzustand über. Dabei wird infolge der erhöhten 2_{12}-Besetzungszahl auch das 1_{11} - Niveau besonders stark bevölkert und die Anregungstemperatur der 1_{10}-1_{11} - Linie weiter verringert.

Zusammenfassend ist zu sagen: Die Anregungstemperaturen der Linien im Millimeterbereich liegen nicht unter 2.7 K. Sie hängen wie üblich von der Besetzungszahl des jeweiligen oberen Niveaus (J=2) ab. Dagegen wird die 4.8 GHz - Linie gekühlt. Ihre Anregungstemperatur hängt von der Differenz der Besetzungszahlen des 2_{11} - und des 2_{12} - Niveaus ab.

Stoßraten sind zunächst für niedrige Temperaturen von Garrison et al.(1975) angegeben worden. Die zur Zeit besten für $10\ K \leq T_k \leq 80$ K stammen von Green et al. (1978). In beiden Fällen wurden Kollisionen mit Heliumatomen betrachtet. Es ist fraglich, inwieweit die angegebenen Raten auch für Stöße mit Ortho-H_2-Molekülen geeignet sind. Da bessere Werte fehlen, sollen im folgenden trotzdem die Stoßraten von Green et al. (1978) verwendet werden.

Der Kühlungsprozess bei den $\Delta J = 0$ - Übergängen tritt natürlich nur dann auf, wenn bei der Anregung die Stöße, beim Zerfall die Strahlungsprozesse dominieren, wenn also für Anregung und Zerfall verschiedene Auswahlregeln gelten.

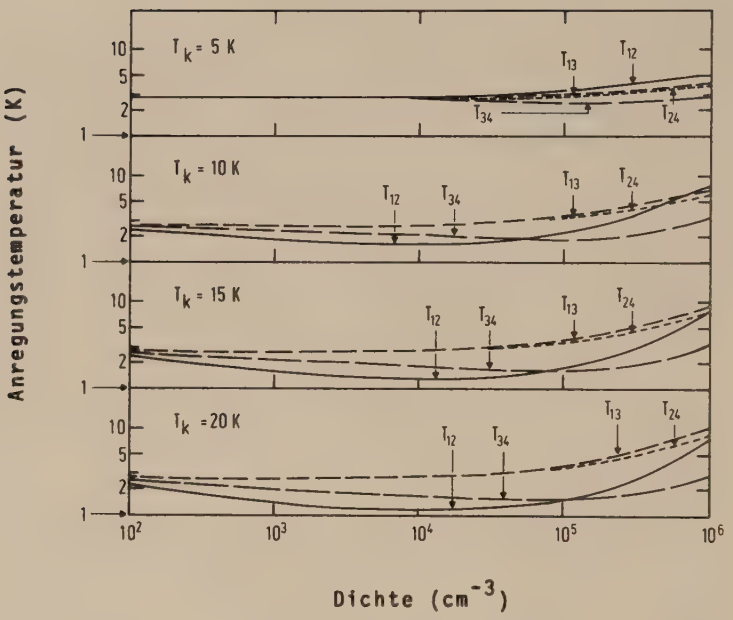


Abbildung 2.1.5: Anregungstemperaturen als Funktion der Teilchendichte für verschiedene kinetische Temperaturen (Garrison et al. 1975)

T_{12}: Anregungstemperatur der 1_{10}-1_{11} - Linie (4.8 GHz)
T_{34}: " " 2_{11}-2_{12} - " (14.5 GHz)
T_{13}: " " 2_{12}-1_{11} - " (140.8 GHz)
T_{24}: " " 2_{11}-1_{10} - " (150.5 GHz)

Bei niedrigen Dichten, wo Stoßanregung keine große Rolle spielt und bei besonders hohen Dichten, wo Stoßabregung wahrscheinlicher als Strahlungszerfall ist, sollte der Effekt nicht mehr auftreten. Typische Dichten für die beiden Grenzfälle sind bei der 4.8 GHz-Linie $10^2 cm^{-3}$ und $10^5 cm^{-3}$ bis $10^6 cm^{-3}$. Der Pumpprozeß ist bei etwa $10^4 cm^{-3}$ am effektivsten.

Abbildung 2.1.5 (Garrison et al. 1975) veranschaulicht diesen Tatbestand. Aufgetragen sind die Anregungstemperaturen der Linien der beiden untersten Rotationsniveaus (J=1,2) in Abhängigkeit von der H_2-Dichte im optisch dünnen Fall. Die Kühlung erfolgt um so intensiver, je größer die Temperatur T_k ist, da, wie schon erwähnt, in diesem Fall die Differenz der Besetzungszahlen des 2_{11}- und des 2_{12}-Niveaus besonders groß ist (Abbildung 2.1.4).

2.2 Die 'scheinbare' optische Tiefe (apparent optical depth)

Als Lösung der Strahlungstransportgleichung

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu + \varepsilon_\nu \qquad (2.2.1)$$

I_ν: Intensität bei der Frequenz ν
s : Weglänge
κ_ν: Absorptionskoeffizient (cm^{-1})
ε_ν: Volumenemissionskoeffizient

ergibt sich mit dem Planck'schen Strahlungsgesetz

$$I_\nu = 2h(\nu^3/c^2)(\exp(h\nu/kT_{ex})-1)^{-1} \qquad (2.2.2)$$

bei Annahme einer über die gesamte beobachteten Weglänge konstanten Quellfunktion ($\varepsilon_\nu/\kappa_\nu$)

$$T_L = (h\nu/k)\left(\frac{1}{e^{h/kT_{ex}}-1} - \frac{1}{e^{h/kT'_c}-1}\right)(1 - e^{-\tau}). \qquad (2.2.3)$$

Mit der Rayleigh - Jeans'schen Näherung erhalten wir dann

$$T_L = (T_{ex} - T'_c)\,(1 - e^{-\tau})\,. \qquad (2.2.4)$$

T_L bezeichnet die Linientemperatur, T_{ex} die Anregungstemperatur, T'_c die Kontinuumstemperatur mit dem Mikrowellenhintergrund und τ die optische Tiefe. Die nicht erklärten Bezeichnungen

haben ihre übliche Bedeutung. Ist T_c, die Kontinuumstemperatur ohne die 3K-Strahlung ($T_c = T_c'-2.7$), größer als die Differenz $T_{ex}-2.7$, ergibt sich als Näherung

$$(2.2.5) \quad \tau = -\ln(1-|T_L|/T_c) \quad .$$

Das ist die Definition der 'scheinbaren' optischen Tiefe. Ihr Wert ist von der wahren optischen Tiefe nicht sehr verschieden, wenn folgende drei Bedingungen gelten:

a) $|T_{ex}-2.7| \ll T_c$

Im Fall der $1_{10}-1_{11}$ (4.8 GHz)- und $2_{11}-2_{12}$ (14.5 GHz)- Obergänge liegt T_{ex} häufig in der Nähe von 2K. Diese Näherung ist daher für die Untersuchung von Molekülwolken in Richtung auf HII-Regionen, nicht jedoch für die Untersuchung von Dunkelwolken geeignet.

b) Die Wolke ist im Bereich der Keule homogen.

Erstreckt sich die Wolke im Gegensatz zu dieser Annahme lediglich über einen Teil der Keule, so daß die Linientemperatur T_L, verglichen mit einer homogenen Verteilung, um einen Faktor $0<f<1$ verringert wird, gilt

$$(2.2.6) \quad \tau = -\ln(1-|T_L|/(fT_c))$$

Wird der Effekt nicht berücksichtigt, wird die optische Tiefe unterschätzt.

c) Die gesamte Kontinuumstrahlung stammt aus Bereichen hinter der Molekülwolke.

Werden eventuelle Abweichungen von dieser Bedingung nicht berücksichtigt, wird die optische Tiefe ebenfalls unterschätzt. Im optisch dünnen Fall gilt $\tau = |T_L|/T_c$, so daß ein kleiner Beitrag zur Kontinuumstrahlung aus Gebieten vor der Molekülwolke das Ergebnis nicht stark beeinflußt. Ist $\tau \gg 1$, muß die Bedingung c dagegen exakt erfüllt sein.

2.3 H_2CO - Säulendichten

Nach Spitzer (1968) gilt für die pro Sekunde und pro Raumwinkeleinheit absorbierte Energie im Bereich einer Linie für ein Teilchen

$$(2.3.1) \qquad I_\nu \int a_\nu d\nu = (h\nu/c)(B_{lu} - (n_u/n_l)B_{ul})\, I_\nu \,.$$

a_ν bezeichnet den Wirkungsquerschnitt für Absorption bei der Frequenz ν, I_ν die Intensität und n_u bzw. n_l die Besetzungszahl des oberen bzw. unteren Niveaus. B_{lu} und B_{ul} sind die Einsteinkoeffizienten für Absorption und induzierte Emission.

Die Differenz auf der rechten Seite der Gleichung kommt dadurch zustande, daß nicht alle absorbierten Photonen auf dem Sehstrahl für einen Beobachter wirklich verloren gehen. Regt ein weiteres Photon gleicher Frequenz und Richtung das schon angeregte Teilchen zu induzierter Emission an, wird der bei der Absorption entstandene Verlust eines Photons wieder wettgemacht und die gesamte absorbierte Energie verringert. Dieser Vorgang wird daher durch den Ausdruck mit negativem Vorzeichen beschrieben.

Bei gleichen statistischen Gewichten ($g_l = g_u$) der beteiligten Niveaus, wie sie bei den $\Delta J=0$ - Obergängen des Formaldehyds vorliegen, ergibt sich mit den Relationen zwischen den Einsteinkoeffizienten

$$(2.3.2) \qquad (g_l/g_u)\, B_{lu} = B_{ul} = (c^3/8\pi h\nu^3)^{-1}\, A_{ul}$$

und der Definition der Anregungstemperatur T_{ex}

$$(2.3.3) \qquad n_u/n_l = (g_u/g_l)\, e^{-h\nu/kT_{ex}}$$

der Ausdruck

$$(2.3.4) \qquad \int a_\nu d\nu = (c^2/8\pi\nu^2)\, A_{ul}\, (1-e^{-h\nu/kT_{ex}}) \,.$$

A_{ul} bezeichnet den Einsteinkoeffizienten für spontane Emission. Bei der 4.8 GHz-Linie des H_2CO gilt $h\nu/k = 0.232 << T_{ex}$. Daher ergibt sich mit $\tau_\nu = N_l a_\nu$ (N_l: Säulendichte des unteren Niveaus) für die über den Bereich der Linie integrierte optische Tiefe

$$(2.3.5) \quad \int \tau_\nu d\nu = (c^2/8\pi\nu^2)\, A_{ul}\, N_l\, (h\nu/kT_{ex}) \quad .$$

Betrachten wir statt der Frequenz ν die Radialgeschwindigkeit v (Kms^{-1}) als Variable, ergibt sich schließlich mit $A_{ul} = 3.6\ 10^{-9}\ s^{-1}$ (Sume et al. 1975)

$$(2.3.6) \quad N_l = 10^5\, (8\pi\nu^3/c^3)(k/h\nu)\, A_{ul}^{-1}\, T_{ex} \int \tau_\nu dv$$
$$= 1.26\ 10^{13}\, T_{ex} \int \tau_\nu dv$$

für den 1_{10}-1_{11} - Obergang bei 4.8 GHz.

Der angegebene Vorfaktor gilt nur für die 1_{10}-1_{11} - Linie des H_2CO-Moleküls. Setzen wir das gleiche Dipolmoment (μ) auch für die anderen im folgenden untersuchten H_2CO-Isotope an, ergibt sich mit

$$(2.3.7) \quad A_{ul} = \frac{64\, \pi^4 \nu^3 \mu^2}{3hc^3} \sim \nu^3$$

nach Gleichung 2.3.6 eine ν^{-1}- Abhängigkeit des Vorfaktors. Bei einem Vergleich von H_2CO-Säulendichten (1_{10}-1_{11} - Obergang bei $\nu_{12} = 4829.660$ MHz) mit $H_2{}^{13}CO$-Säulendichten (1_{10}-1_{11} - Obergang bei $\nu_{13} = 4593.088$ MHz) muß z.B. das Verhältnis der über den Bereich der Linien integrierten optischen Tiefen mit dem Faktor $\nu_{13}/\nu_{12} = 0.95$ korrigiert werden.

$$(2.3.8) \quad \frac{N_{l\,12}}{N_{l\,13}} = 0.95\, \frac{T_{ex12} \int \tau_{12}\, dv}{T_{ex13} \int \tau_{13}\, dv}$$

Ein Vergleich zwischen H_2CO und $H_2C^{18}O$ (ν_{18} = 4388.089 MHz) ergibt als Vorfaktor ν_{18}/ν_{12} = 0.91. Eventuelle Unterschiede hinsichtlich des Dipolmoments μ_a können hier vernachlässigt werden (G.Winnewisser, persönliche Mitteilung).

Die Gleichungen 2.3.6 und 2.3.8 zeigen, daß nicht die Säulendichte allein, sondern nur der Quotient aus Säulendichte und Anregungstemperatur gemessen werden kann. Das ist bei der Abschätzung von Isotopenverhältnissen nicht störend, solange die Anregungstemperaturen gleich sind. Wie wir in Abschnitt 2.5 und 4.3 sehen werden, ist aber genau das nicht der Fall.

2.4 Die Hyperfeinstruktur der 1_{10}-1_{11} - Linie des H_2CO

Neben den Korrekturen für Frequenzen und Anregungstemperaturen ist zusätzlich noch die unterschiedliche Hyperfeinstrukturaufspaltung der Linien des H_2CO und $H_2C^{18}O$ einerseits und des $H_2{}^{13}CO$ andererseits bei der Bestimmung der Isotopenverhältnisse zu berücksichtigen. Detaillierte Angaben für Radialgeschwindigkeiten und relative Intensitäten der einzelnen Komponenten finden sich bei Tucker et al. (1971 und 1972).

Der Kernspin I der beiden Wasserstoffatome beträgt beim Orthoformaldehyd I=1. Für den resultierenden Gesamtdrehimpuls ergeben sich mit $J \geq I$ beim H_2CO und $H_2C^{18}O$ nach den Regeln der Drehimpulskopplung folgende Möglichkeiten: F = J+1, F = J, F = J-1. Bei jedem k_a=1 - Niveau aus Abbildung 1.1 handelt es sich also in Wirklichkeit um ein Triplett. Mit den Auswahlregeln für elektrische Dipolstrahlung, $\Delta F = 0, \pm 1$ (F: 0-0 ist verboten) ergeben sich

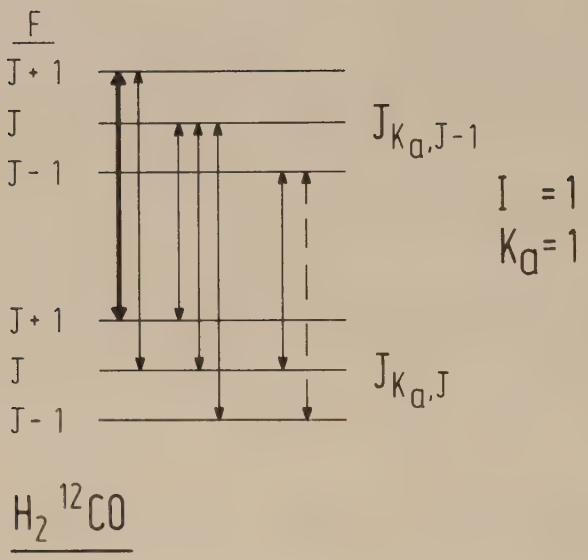


Abbildung 2.4.1: Hyperfeinstrukturübergänge bei den K-Doublett-Linien des H_2CO und des $H_2C^{18}O$ (schematisch)

dann nach Abbildung 2.4.1 für die 1_{10}-1_{11} - Linien (J-1=0) sechs, für die K-Doublettübergänge mit höherer Rotationsquantenzahl J (J-1>0) mit dem gestrichelt eingezeichneten Übergang sieben Komponenten.

Beim 1_{10}-1_{11} - Übergang liegt die Hyperfeinstrukturaufspaltung bei ungefähr 30 KHz (knapp 2 kms^{-1}). Das ist ausreichend, um bei der Beobachtung von Linien geringer Halbwertsbreite in Dunkelwolken durch Vergleich der verschiedenen Komponenten die optische Tiefe einer Komponente zu bestimmen. Abbildung 2.4.3a zeigt ein theoretisches Linienprofil mit einer für Dunkelwolken typischen Linienbreite von 0.4 kms^{-1}. Nur zwei Komponenten sind zu erkennen. Der zentrale Teil der Linie enthält fünf, der andere Teil lediglich eine (F: 1-0) Hyperfeinstrukturkomponente.

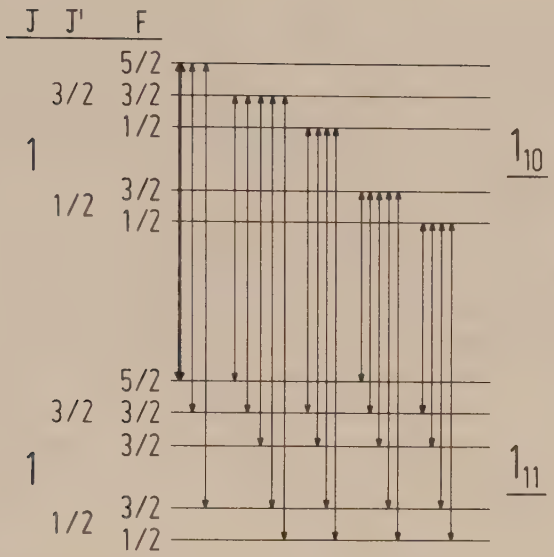


Abbildung 2.4.2: Hyperfeinstrukturkomponenten beim 1_{10}-1_{11} - Obergang des $H_2{}^{13}CO$

Das Verfahren zur Bestimmung von optischen Tiefen wird in Abschnitt 7.3 erläutert.

Beim $H_2{}^{13}CO$ ist die Situation komplizierter. Wegen des zusätzlichen Neutronenspins $I_{^{13}C} = 1/2$ wird jedes Niveau in zwei Untergruppen aufgespalten. Die Zugehörigkeit zu einer dieser Gruppen wird durch die Kopplung mit dem Drehimpuls bestimmt ($J_1' = J+1/2$, $J_2' = J-1/2$). Durch Wechselwirkung mit den Kernspins der Wasserstoffatome ergeben sich dann beim 1_{10}- und 1_{11}-Zustand jeweils fünf Niveaus. Für $J_1'=3/2 > I_H=1$ erhalten wir wie beim H_2CO ein Triplett ($F = J_1'+I_H = 5/2$, $F = J_1' = 3/2$, $F = J_1'-I_H = 1/2$), für $J_2'=1/2 < I_H$ ein Doublett ($F = I_H+J_2' = 3/2$, $F = I_H-J_2' = 1/2$). Die Gesamtzahl der Hyperfeinstrukturkomponenten beträgt nach Abbildung 2.4.2 21. Auf eine wirklichkeitsgetreue

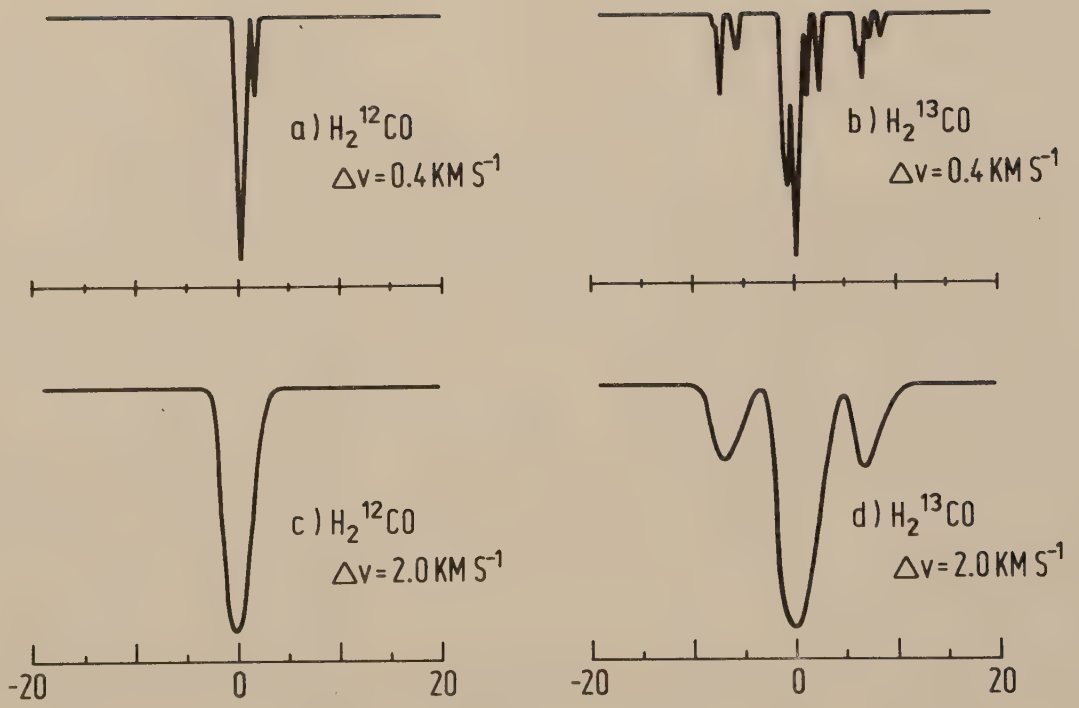


Abbildung 2.4.3: Hyperfeinstrukturaufspaltung der 1_{10}-1_{11} - Linie des H_2CO und $H_2{}^{13}CO$. Dargestellt ist die Linientemperatur als Funktion der Radialgeschwindigkeit v (Kms^{-1}). Die theoretischen Profile wurden mit Hilfe von Gleichung 2.2.4 berechnet. ($\tau = \tau_o \exp(-4 \ln 2\ (v/\Delta v)^2)$, Δv: Halbwertsbreite in Kms^{-1}).

Wiedergabe der relativen Lage der Niveaus wurde wie schon in Abbildung 2.4.1 zugunsten einer größeren Obersichtlichkeit verzichtet.

Der deutliche Abstand zwischen den $J_1'=1/2$ - und $J_2'=3/2$ - Niveaus entspricht der Wirklichkeit. Es ergeben sich somit drei Gruppen von Hyperfeinstrukturkomponenten. Die zentrale Gruppe, die ungefähr 77% der Gesamtintensität (LTE, $\tau << 1$) auf sich vereinigt, enthält die $J' = 1/2 \rightarrow 1/2$ - und $J' = 3/2 \rightarrow 3/2$ - Obergänge. Äquidistant dazu liegen die Gruppen der $J' = 3/2 \rightarrow 1/2$ - und $J' = 1/2 \rightarrow 3/2$ - Linien mit jeweils etwa 11.5% der Gesamtintensität. Die Frequenzdifferenz zwischen der zentralen und den äußeren Gruppen beträgt 100 KHz (7 kms^{-1}). Die Hyperfeinstrukturaufspaltung des 1_{10}-1_{11} - Obergangs des $H_2{}^{13}CO$ konnte durch Beobachtung dieser drei Komponentengruppen erstmals von T.L.Wilson et al. (1976) im interstellaren Medium (W33) nachgewiesen werden.

Bei Molekülwolken in der Nähe von HII-Regionen, wie z.B. W33, liegt die Linienbreite bei einigen Kms^{-1}. Da die $H_2{}^{13}CO$ - Linien meistens sehr schwach sind, kann in der Regel nur die zentrale Komponentengruppe beobachtet werden. Dies ist bei der Bestimmung des $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses zu berücksichtigen.

Abbildung 2.4.3b zeigt ein theoretisches $H_2{}^{13}CO$-Profil mit einer Linienbreite von 0.4 Kms^{-1}. Bei einer Erhöhung der Halbwertsbreite auf 2.0 Kms^{-1} bleiben immerhin noch die drei Komponentengruppen übrig (Abbildung 2.4.3d), während beim entsprechenden $H_2{}^{12}CO$-Profil (Abbildung 2.4.3c) der Einfluß der Hyperfeinstruktur schon ganz vernachlässigt werden kann.

2.5 Der 'Trapping' - Effekt

Als 'Trapping' - Effekt wird die Abhängigkeit der Anregungstemperatur von der optischen Tiefe einer Linie bezeichnet. Die meisten abgestrahlten Photonen einer optisch dicken Linie werden noch vor dem Verlassen der Wolke, aus der sie stammen, wieder absorbiert. Dies führt, wenn wir die gesamte Wolke betrachten, zu einer Reduktion der Zahl der Strahlungsprozesse und damit zu einer stärkeren Dominanz der von diesem Effekt nicht beeinflußten Stoßprozesse. Eine sehr hohe optische Tiefe kann daher schon bei sehr geringen H_2-Dichten eine Thermalisierung der Besetzungszahlen der beteiligten Niveaus zur Folge haben. Der Trapping - Effekt bewirkt also eine Anhebung der Anregungstemperatur.

Fassen wir die K-Doubletts des Orthoformaldehyds mit ihren Obergängen bei 4.8 GHz (J=1), 14.5 GHz (J=2) und 29.0 GHz (J=3) als geschlossene Systeme auf, können wir zur Untersuchung des Effektes ein Zweiniveausystem verwenden.

Für eine sphärische Wolke ergibt sich aus

$$(2.5.1) \quad n_u (A_{ul} + B_{ul}u_\nu + C_{ul}) = n_l (B_{lu}u_\nu + C_{lu})$$

nach Scoville und Solomon (1974)

$$(2.5.2) \quad T_{ex} = T_k\left[1 + \frac{T_k}{T_o} \ln\left\{1 + \frac{A_{ul}}{C_{ul}} \left(\frac{1}{\tau}(1 - e^{-\tau})\right)\right\}\right]^{-1}$$

$$T_o = h\nu/k$$
$$C_{ul} = n_{H_2} \langle v\sigma \rangle$$

A_{ul}, B_{ul} und B_{lu} bezeichnen wieder die Einsteinkoeffizienten, C_{ul} und C_{lu} ($C_{ul}/C_{lu} = \exp(h\nu/kT_k)$, $C_{ul} = n_{H_2} \langle v\sigma \rangle$) die Stoßraten, σ den Wirkungsquerschnitt und u_ν die Energiedichte der Strahlung bei der Frequenz ν.

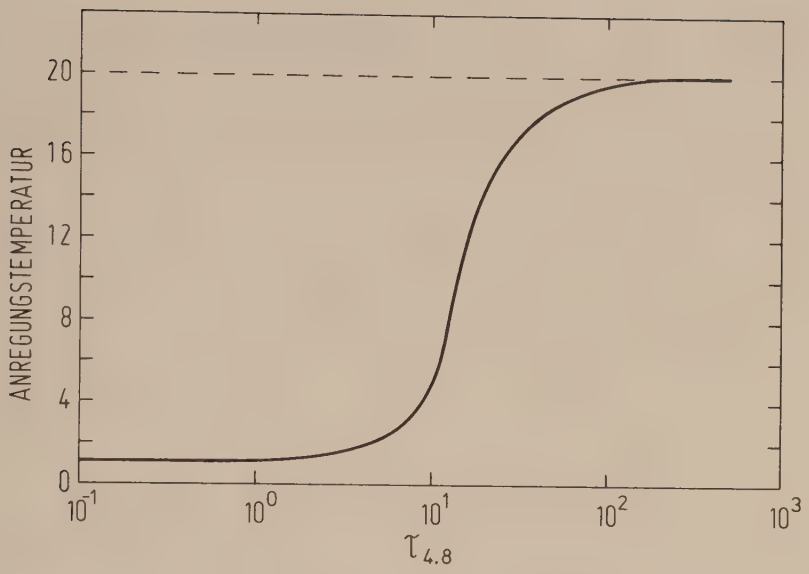


Abbildung 2.5.1: Abhängigkeit der Anregungstemperatur der 4.8 GHz-Linie des H_2CO von der optischen Tiefe in einer sphärischen Wolke mit einem Geschwindigkeitsgradienten von 1 $kms^{-1}pc^{-1}$ ($n_{H_2}=10^4 cm^{-3}$, T_k = 20K). Berücksichtigt wurden alle Übergänge mit $1 \leq J \leq 8$.

Bei kleinen optischen Tiefen ist die Anregungstemperatur unabhängig von τ, denn es gilt genähert:

$$(2.5.3) \quad T_{ex} = T_k \left[1 + \frac{T_k}{T_o} \ln\{1 + A_{ul}/C_{ul}\}\right]^{-1} .$$

Für $\tau \gg 1$ ergibt sich dagegen

$$(2.5.4) \quad T_{ex} = T_k \left[1 + \frac{T_k}{T_o} \ln\{1 + A_{ul}/(\tau C_{ul})\}\right]^{-1} .$$

Damit können wir die Dichte berechnen, die erforderlich ist, um Stoßprozesse genauso wahrscheinlich wie effektive Strahlungsprozesse zu machen ($A_{ul} = C_{ul} = n_{H_2} \langle v\sigma \rangle$). Im optisch dünnen Fall ergibt sich z.B. für die 4.8 GHz - Linie ($\langle v\sigma \rangle$ nach Green et al. 1978) ohne Berücksichtigung der J=2 - Niveaus

$$(2.5.5) \quad n_{H_2} = \frac{A_{ul}}{\langle v\sigma \rangle} = \frac{10^{-8}}{10^{-11}} = 10^{+3} \ (cm^{-3}) \ .$$

Im optisch dicken Fall erhalten wir

$$(2.5.6) \quad n_{H_2} = \frac{A_{ul}}{\tau \langle v\sigma \rangle} = 10^{+3}/\tau \ \ (cm^{-3}) \ .$$

Ist z.B. $\tau = 10$, ist schon der zehnte Teil der im optisch dünnen Fall benötigten H_2-Dichte ausreichend, um eine bestimmte Anregungstemperatur zu erreichen. Die effektive spontane Emissionsrate wird in diesem Fall um eine Größenordnung reduziert. Abbildung 2.5.1 zeigt den Anstieg der Anregungstemperatur der 4.8 GHz - Linie bei wachsender optischer Tiefe und konstanter H_2-Dichte.

Eine Abschätzung des $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$-Verhältnisses erfordert daher nach Gleichung 2.3.8,

$$\frac{N_{l_{12}}}{N_{l_{13}}} = 0.95 \frac{T_{ex_{12}}}{T_{ex_{13}}} \ \frac{\int \tau_{12} \, dv}{\int \tau_{13} \, dv} \ ,$$

nicht nur die Kenntnis der optischen Tiefen, sondern auch die Bestimmung der Anregungstemperaturen. Dies wird in Abschnitt 4.3 durchgeführt.

Natürlich ist die Verwendung eines Zweiniveausystems im vorliegenden Fall eine unzulässige Vereinfachung, da hier z.B. die Kühlung der 4.8 GHz - und 14.5 GHz - Linien nicht berücksichtigt werden kann. Die Lösung des Problems durch ein auf 16 Niveaus basierendes Strahlungstransportmodell soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

2.6 Die Sobolev - Näherung

Zur Bestimmung der Auswirkungen des Trapping-Effektes und der H_2-Dichten ist die Lösung des Strahlungstransportproblems erforderlich.

Einer der möglichen Lösungswege ist die von Sobolev (1960) entwickelte Methode mit hohem Geschwindigkeitsgradienten und vernachlässigbaren Turbulenzeffekten. Sie wurde unter anderem von Castor(1970), Lucy(1971) und Mihalas et al.(1975,1976) für einen monotonen Anstieg der Radialgeschwindigkeit bei wachsender Entfernung r von der Wolkenmitte weiterentwickelt und von Rybicki und Hummer (1978) auf einen nichtmonotonen Verlauf der Radialgeschwindigkeit entlang des Sehstrahls verallgemeinert.

Der Vorteil der Methode liegt bei einem positiven Geschwindigkeitsgradienten (v wächst mit r) in der Existenz einer nur von einer lokalen Umgebung abhängigen Quellfunktion. Wenn der Geschwindigkeitsgradient hoch ist, werden emittierte Photonen entweder sofort absorbiert oder sie können die Wolke ungehindert verlassen. Eine wichtige Größe dieser Lösungsmethode ist daher die Photonenentweichwahrscheinlichkeit β.

Zu lösen ist das Gleichungssystem

$$\sum_{j=1}^{n} n_j P_{ji} = \sum_{j=1}^{n} n_i P_{ij} \quad . \tag{2.6.1}$$

Die P_{ij} sind folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} P_{ij} &= A_{ij} + B_{ij}\langle u_{\nu_{ij}}\rangle + C_{ij} \quad (i>j) \\ P_{ij} &= B_{ij}\langle u_{\nu_{ij}}\rangle + C_{ij} \quad (i<j) \end{aligned} \tag{2.6.2}$$

$\langle u_{\nu_{ij}}\rangle$ bezeichnet die mittlere Strahlungsdichte. Sie ist

gegeben durch

$$(2.6.3) \quad \langle u_{\nu_{ij}} \rangle = (1-\beta_{ij}) \frac{4\pi}{c} S_{ij} + \beta_{ij} u_c \quad .$$

u_c ist die Strahlungsdichte einer Hintergrundquelle, S_{ij} bezeichnet die lokale Quellfunktion

$$(2.6.4) \quad S_{ij} = (2h\nu^3/c^2) ((n_i/n_j)-1)^{-1} \quad (i<j)$$
$$= (2h\nu^3/c^2) (e^{-h\nu/kT_{ex}} - 1)^{-1} \quad .$$

Als Photonenentweichwahrscheinlichkeit β_{ij}, gemittelt über alle Richtungen, ergibt sich

$$(2.6.5) \quad \beta_{ij} = (4\pi)^{-1} \int d\Omega \, [(1-e^{-\tau_{ij}})/\tau_{ij}] \, ,$$

als optische Tiefe (v~r)

$$(2.6.6) \quad \tau_{ij} = (c^3/8\pi\nu^3) \, g_j \, A_{ji} (n_i/g_i - n_j/g_j) r/v \, .$$

Die optische Tiefe wird also durch den Quotienten aus der Besetzungsdichte $(n_i/g_i - n_j/g_j)$ und dem Geschwindigkeitsgradienten v/r bestimmt.

Das Gleichungssystem 2.6.1 ist, da auch in die P_{ij} die Besetzungszahlen eingehen, nichtlinear und muß iterativ gelöst werden. Wesentliche Eingabeparameter sind:

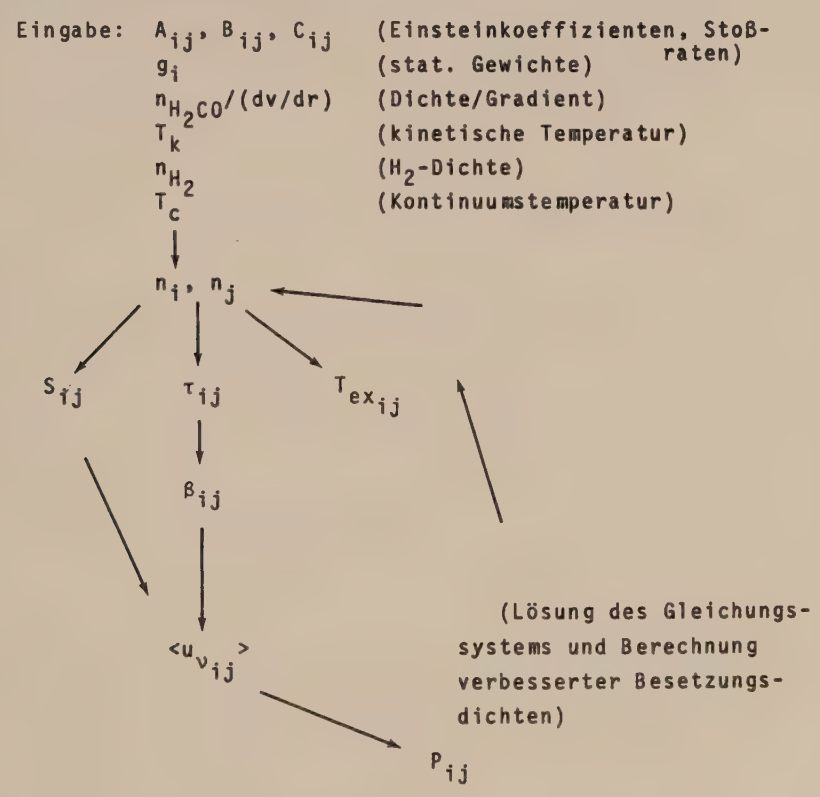
(1) die Teilchendichte,
(2) die kinetische Temperatur und
(3) der Quotient zwischen dem Geschwindigkeitsgradienten und der Dichte des jeweiligen Atoms oder Moleküls.

Sind die Linien optisch dünn, liegt die Photonenentweichwahrscheinlichkeit β_{ij} ungefähr bei 1. In diesem Fall ist nur der zweite Summand in Gleichung 2.6.3 von Bedeutung.

Da u_c die Besetzungsdichten nicht enthält, ist das Gleichungssystem näherungsweise linear und kann nach wenigen Iterationen durch Gaußelimination gelöst werden.

Beim H_2CO ist dieses Verfahren in der Regel ausreichend. Eine Linearisierung des Gleichungssystems mit dem Verfahren nach Newton (Ableitung nach den Besetzungsdichten) erweist sich für die Bestimmung der Anregungstemperaturen und optischen Tiefen meist als nicht notwendig.

Schema des Lösungsweges:



Die Methode von Sobolev wird in Abschnitt 4.3, in Kapitel 5 und später bei der Bestimmung von Teilchendichten in Dunkelwolken verwendet werden.

Um die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Wolkengeometrie abzuschätzen, wurde neben dem sphärischen auch mit einem planparallelen Modell gerechnet. Es besitzt folgende Eigenschaften: Die Wolke ist in Richtung des Sehstrahls begrenzt, besitzt dagegen in den senkrecht dazu liegenden Richtungen unbegrenzte Ausdehnung. Wenn der Geschwindigkeitsgradient parallel zum Sehstrahl liegt, wird die Wolke aus der Richtung minimaler optischer Tiefe (τ_{ij} in Gleichung 2.6.5a, Seite 37) gesehen.

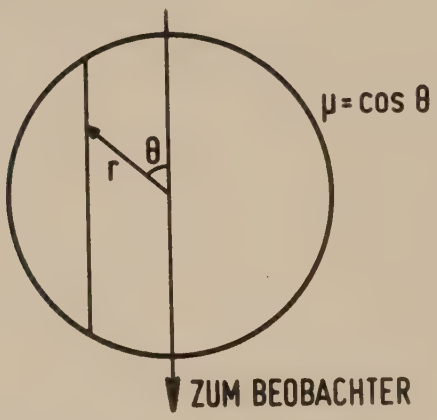


Abbildung 2.6.1: sphärische Wolke

Im sphärischen Fall ergibt sich für den Geschwindigkeitsgradienten entlang des Sehstrahls, dv_s/ds, der im allgemeinen sowohl von r als auch von μ abhängig ist, für den Spezialfall $v(r) \sim r$ einfach

$$(2.6.7) \qquad dv_s/ds = dv(r)/dr$$

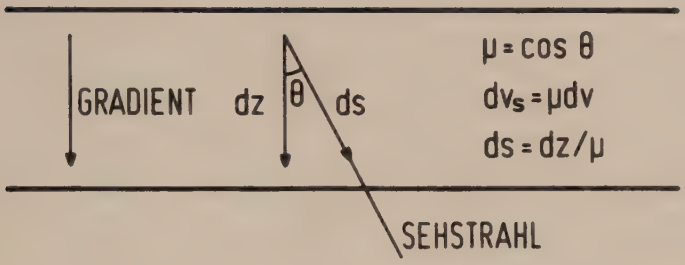


Abbildung 2.6.2: planparallele Wolke

Im planparallelen Fall gilt dagegen nach Abbildung 2.6.2 mit 1/3 als Mittelwert von μ^2

$$(2.6.8) \quad dv_s/ds = \langle\mu\rangle^2 (dv/dz) = (1/3)(dv/dz) \quad .$$

z bezeichnet die Achse parallel zum Geschwindigkeitsgradienten. Mit dv(r)/dr = dv/dz ist der Geschwindigkeitsgradient entlang des Sehstrahls, dv_s/ds, im sphärischen Fall um einen Faktor 3 größer. Beide Modelle unterscheiden sich daher im Ausdruck für die Photonenentweichwahrscheinlichkeit β_{ij}. Im planparallelen Fall muß τ durch 3τ ersetzt werden und wir erhalten

$$(2.6.5a) \quad \beta_{ij} = (1 - e^{-3\tau_{ij}})/3\tau_{ij} \quad .$$

3. BEOBACHTUNGSMETHODEN

Der größte Teil der H_2CO-Beobachtungen wurde am 100m - Teleskop in Effelsberg gewonnen. Die Untersuchung basiert außerdem auf Messungen der 2_{11}-2_{12} - Linie des H_2CO am 42m - Teleskop des NRAO in Greenbank sowie auf Messungen des CO (J=1→0) und des CS (J=2→1) mit dem 4.6m - Teleskop der Aerospace Corporation in Los Angeles. Die verwendeten Frequenzen sind in Tabelle 3.1 wiedergegeben.

Molekül	Linie	Frequenz (MHz)	
H_2CO	1_{10}-1_{11}	4829.660	Tucker et al.(1971)
$H_2{}^{13}CO$	1_{10}-1_{11}	4593.088	" " " "
$H_2C^{18}O$	1_{10}-1_{11}	4388.797	" " " "
H_2CO	2_{11}-2_{12}	14488.479	" " " (1972)
H_2CO	3_{12}-3_{13}	28974.80	Lovas et al.(1979)
^{12}CO	1-0	115271.20	Lovas u. Krupenie (1974)
^{13}CO	1-0	110201.37	" " " "
CS	2-1	97981.01	" " " "

Tabelle 3.1 : Linienfrequenzen

3.1 Formaldehydmessungen in Effelsberg

3.1.1 Die 1_{10}-1_{11} - Linie

Die Beobachtungen wurden mit zwei Empfängern durchgeführt. Mitte August 1977 wurde für die Messungen des $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses von NGC 2024, CasA und M17 ein gekühlter parametrischer Verstärker in Zusammenhang mit dem Autokorrelator (384 Kanäle, siehe hierzu Davies et al. 1969) verwendet. Die Systemtemperatur betrug 65K, die Auflösung 2.6' bei 4.8 GHz und 2.7' bei 4.6 GHz. Die Bandbreite des Autokorrelators betrug 1.25 MHz, die Geschwindigkeitsauflösung 0.25 Kms^{-1} (4 KHz).

Alle anderen Meßdaten, unter anderem auch wieder in Richtung auf M17, wurden im Juni und Juli 1978 mit dem neuen 4.4 GHz - 4.8 GHz Empfänger gewonnen. Die Auflösung beträgt in diesem Fall 3.0' bei 4.8 GHz und 3.5' bei 4.4 GHz. Die 'Beam Efficiency' blieb, wie die Beobachtung von NGC 7027 zeigte, während dieses Zeitraums konstant (η_b = 0.70). Die Systemtemperatur in Richtung zum Zenith betrug 35K.

Die Molekülwolken in der Nähe galaktischer HII-Regionen und CasA wurden mit beiden Empfängern im 'Total Power Mode' beobachtet. 'ON'-und 'OFF'-Koordinaten unterscheiden sich um $\Delta\alpha=5^m$ oder $\Delta\alpha=10^m$, wobei die Integrationszeit auf jeder der beiden Positionen pro Scan höchstens 15 Minuten beträgt.

Die vom Boden und der Atmosphäre stammende Strahlung kann in diesem Fall sowohl bei der Signal- als auch bei der Referenzposition als gleich stark angesehen werden. Ihr Einfluß auf das Linienprofil ist daher unbedeutend. Um bei der 'ON'- und 'OFF'-Position die gleiche Leistung empfangen zu können, wurde auf der Referenzposition in der Regel der Rauschpegel erhöht ('Noise Balance'). Das 'Total Power' - Verfahren wurde gewählt, um die bei den verwendeten Bandbreiten (>1 MHz) auftretenden Basislinienschwankungen möglichst klein zu halten.

Die Dunkelwolke TMC1 wurde mit der 'Frequency - Switching' - Methode beobachtet. Hier wird im Gegensatz zum soeben beschriebenen Verfahren nicht die Position sondern die Frequenz variiert. Die Differenz zwischen den verwendeten Frequenzen wurde so gewählt, daß die Linie bei jedem Scan zweimal registriert und somit der Faktor $\sqrt{2}$ an Integrationszeit gewonnen wurde. Die Bandbreite beträgt 0.625 MHz, die Geschwindigkeitsauflösung 0.125 kms^{-1}(2 KHz).

Die bei der Beobachtung der anderen Molekülwolken verwendeten Geschwindigkeitsauflösungen sind 2 kms^{-1} (Bandbreite:10 MHz) für SgrA und SgrB2, 1 kms^{-1} (5 MHz) für W33, G49.5-0.4 und G49.4-0.3 und 0.5 kms^{-1} (2.5 MHz) für W3 und M17. Um die optische Tiefe abzuschätzen, wurden außerdem die Kontinuumstemperaturen mit einem 30 MHz - Filter bestimmt.

3.1.2 Die 2_{11}-2_{12} - Linie

Die 2_{11}-2_{12} - Linie des H_2CO in Richtung auf TMC1 wurde im Oktober 1978 mit der 'Frequency - Switching' - Methode beobachtet. Die Differenz zwischen Signal- und Referenzfrequenz wurde wie bei der 1_{10}-1_{11} - Linie so gewählt, daß die Linie an zwei Stellen des aufgenommenen Spektrums registriert wurde.

Als Auflösung des 100m - Teleskops bei 14.5 GHz ergab sich 1.0', als 'Beam Efficiency' η_b = 0.60. Die Geschwindigkeitsauflösung bei einer Bandbreite von 1.25 MHz betrug 0.08 kms^{-1}. Die Messungen wurden durch schmalbandige Kontinuumscans (5 MHz) in Richtung auf NGC 7027 kalibriert.

3.1.3 Die 3_{12}-3_{13} - Linie

Die 3_{12}-3_{13} - Linie des Formaldehyds wurde in der Nacht vom 22. auf den 23. März 1979 beobachtet. Die Auflösung bei 29.0 GHz beträgt 35". Die Messungen wurden mit einem ungekühlten Mischempfänger durchgeführt, an den ein ungekühlter parametrischer Verstärker (Frequenz: 1.4 GHz) angeschlossen war. Die Systemtemperatur für beide Seitenbänder betrug 600K. Beobachtet wurden die Quellen W3, W33, W51 (G49.4-0.5), DR21, OMC-1 und SgrB2. Für W33 und SgrB2 wurde das 128 - Kanal - Filterspektrometer mit einer Geschwindigkeitsauflösung von 3.24 kms^{-1} (312.5 KHz) verwendet. Die anderen Messungen wurden wieder mit dem Autokorrelator durchgeführt. Die Geschwindigkeitsauflösung beträgt hier 0.33 kms^{-1} (31.5 KHz).

Die Registrierung erfolgte im 'Total Power Mode' ($\Delta\alpha=5^m$), wobei die Integrationszeit auf der 'OFF'- und 'ON'-Position pro Scan fünf Minuten beträgt.

Bei der Kalibration der Antennentemperaturen muß berücksichtigt werden, daß sich das Signal einer Kontinuumsmessung im Gegensatz zu einer Linientemperaturmessung aus den Signalen beider Seitenbänder des Mischempfängers zusammensetzt. Dieser Tatbestand erschwert einen Vergleich zwischen Linien- und Kontinuumstemperaturen, der notwendig ist, um die Amplituden der H_2CO-Profile in Einheiten der Strahlungstemperatur anzugeben.

Das Problem wurde auf folgende Weise gelöst: Bezeichnet L_s den Leistungsverlust im Signal-, L_i den Leistungsverlust im Nebenseitenband, P_l das Linien- und P_c das Kontinuumsignal, erhalten wir

$$(3.1.1)\quad T_L' = P_l\, L_s \qquad T_L'\text{: Linientemperatur (ohne Kal.)}$$

$$(3.1.2)\quad T_c' = P_c\, L_s + P_c\, L_i \qquad T_c'\text{: Kontinuumstemperatur (ohne Kal.)}$$

$$(3.1.3)\quad T_{cal} = P_{cal} L_s + P_{cal}\, L_i$$

T_{cal} bezeichnet die Temperatur des Kalibrationssignals, das sich aus den Beiträgen beider Seitenbänder, $P_{cal}\ L_s$ und $P_{cal}\ L_i$, zusammensetzt. Setzen wir voraus, daß das Kalibrationssignal zwischen 26 GHz und 30 GHz konstant ist, ergibt sich als Antennentemperatur für das Kontinuum

$$(3.1.4)\quad T_c = (P_c/P_{cal})\ T_{cal}$$

und für die Linie

$$(3.1.5)\quad T_L = P_l/(P_{cal}\{1+L_i/L_s\})\ T_{cal} \quad .$$

Für das Verhältnis T_L/T_c folgt:

$$(3.1.6)\quad T_L/T_c = (1 + L_i/L_s)^{-1}\ (P_l/P_c)$$

T_L/T_c ist bekannt. Messungen in der technischen Abteilung (H. Mattes) ergaben für L_i/L_s einen Wert von 0.51. Damit ist auch das gesuchte Verhältnis der Strahlungsleistungen, P_l/P_c, bekannt. Kontinuums- und Linientemperaturen lassen sich durch

$$(3.1.7)\quad P_l/P_c = 1.51\ T_L/T_c$$

miteinander vergleichen.

Zur Umrechnung der Antennentemperaturen in Strahlungstemperaturen wurde die Quelle DR21 im Kontinuum gemessen. Der Fluß von DR21 wurde nach Baars et al. (1977) mit 19 Jy angesetzt.

Da die DR21 - Messungen bei einer Elevation von 50^o, die OMC-1 - Messungen bei 30^o durchgeführt wurden, mußte noch eine zusätzliche atmosphärische Korrektur nach den Angaben von W. Altenhoff (unveröffentlicht) vorgenommen werden.

3.2 H_2CO - Messungen mit dem 42m - Teleskop des NRAO

Die elf schon von T.L.Wilson et al.(1976) in Effelsberg beobachteten Molekülwolken wurden bei 14.5 GHz (2_{11}-2_{12} - Linie) erneut registriert.

Die Auflösung (HPBW) betrug 2.1', die 'Beam Efficiency' η_b = 0.43. Verwendet wurde ein gekühlter parametrischer Verstärker in Verbindung mit einem Autokorrelator (384 Kanäle). Die Systemtemperatur betrug 150K. Die Messungen wurden im 'Total Power Mode' durchgeführt. Zusätzlich wurde, um auch die optische Tiefe abzuschätzen, die Kontinuumstemperatur der jeweiligen hinter der Molekülwolke liegenden HII-Region mit einem 10 MHz - Filter vor und nach jeder Serie von Spektrallinienscans gemessen. Die Zentralfrequenz des Filters entspricht der Linienfrequenz.

3.3 CO- und CS - Messungen mit dem 4.6m - Teleskop der Aerospace Corporation

Die J=1→0 - Linien des ^{12}CO und ^{13}CO und die J=2→1-Linie des CS wurden im Dezember 1977 in Richtung zur Molekülwolke TMC1 beobachtet. Bei 110 GHz (^{13}CO) und 115 GHz (^{12}CO) betrug die Auflösung 2.5'. Für die Systemtemperatur ergaben sich bei klarem Wetter 370OK bei 115 GHz, 270OK bei 110 GHz und 170OK bei 98 GHz.

Das Spektrometer besaß 2×64 Kanäle mit einem Frequenzabstand von 1MHz bzw. 250 KHz (0.65kms^{-1}bei 115 GHz) zwischen benachbarten Kanälen.

Beobachtet wurde mit der 'Frequency-Switching' - Methode, wobei die beiden Frequenzen so gewählt waren,

daß die Linie sowohl während der Signal- als auch während der Referenzphase registriert wurde.

Die atmosphärische Extinktion wurde mit Hilfe eines Absorbers ('chopper wheel') berücksichtigt. Eine detaillierte Beschreibung der verwendeten Technik findet sich z.B. bei Penzias und Burrus(1973) und Davis und Vanden Bout(1973). Die Strahlungstemperaturskala der Linienprofile wurde durch regelmäßige Messung der Quelle OMC-1 bestimmt, für die nach R.L.Dickman (persönliche Mitteilung) 67K beim ^{12}CO- und 10K beim ^{13}CO - Molekül angenommen wurde.

4. DAS $^{12}C/^{13}C$ - VERHÄLTNIS IM INTERSTELLAREN MEDIUM

Die beiden hier untersuchten Kohlenstoffisotope ^{12}C und ^{13}C verdanken ihre Entstehung zwei sehr unterschiedlichen Kernfusionsprozessen. Während der ^{12}C-Kern, im wesentlichen durch Heliumbrennen (3α-Prozeß) erzeugt, den primär entstandenen Isotopen zuzurechnen ist, gehört der ^{13}C-Kern zu den sekundär erzeugten. Das Vorhandensein von ^{12}C ist Voraussetzung für die Entstehung von ^{13}C als eines der Zwischenprodukte beim Bethe-Weizsäcker(CNO)-Zyklus. Dies hat folgen für das $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis in verschiedenen Bereichen unserer Galaxis. In einer Region, in der eine hohe Sternentstehungsrate zur Bildung sekundärer Isotope mit relativ großen Häufigkeiten führt, sollte das $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis kleiner als in nicht so stark entwickelten Gebieten sein. Auf diese Erwartung soll nach der Untersuchung der H_2CO - Beobachtungen näher eingegangen werden.

4.1 Bisherige Beobachtungen

Der terrestrische Wert des $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnisses beträgt nach Wedepohl (1969) 89±4). Messungen zur Bestimmung des $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnisses im lokalen interstellaren Medium ($r \leq 200$ pc) konnten zunächst im optischen und im UV - Spektralbereich durchgeführt werden. Die im UV-Bereich gemessenen CO-Banden in Richtung ζ Oph ergaben nach Smith und Stecher (1971) das Verhältnis 79 (der ursprüngliche Wert, 105, wurde korrigiert).

Verschiedene Messungen der CH^+ - Linie bei 4232 Å im Spektrum von ζ-Oph führten dagegen zu folgenden Isotopverhältnissen:

43 (+29,- 8)	Bartolot und Thaddeus(1969)	ζ Oph
75 (+25,-15)	Vanden Bout(1972)	" "
>52	Hobbs (1972)	" "

Der große Fehler und die sehr unterschiedlichen Ergebnisse resultieren erstens aus der sehr schwachen $^{13}CH^+$ - Linie und zweitens aus einer möglichen Beeinflussung dieser Linie durch eine schwache $^{12}CH^+$ - Linienkomponente. Messungen bei 3958 Å, die von der zweiten Fehlerquelle nicht beeinträchtigt werden, ergaben

90 (+35,-20)	Snell et al.(1977)	ζ Oph .

Das $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis scheint also in der näheren Umgebung der Sonne dem terrestrischen Wert nahezukommen.

Radiomessungen besitzen eine wesentlich größere Reichweite. Wegen der vielen in diesem Bereich beobachteten kohlenstoffhaltigen Moleküle können die Messungen auf eine große Anzahl von Linien ausgedehnt werden. Das bisher vorliegende Datenmaterial ist bereits so umfangreich, daß hier nur einige wesentliche Veröffentlichungen zitiert werden können.

Das Hauptproblem bei fast allen Messungen ist die sehr unterschiedliche optische Tiefe der Linien, die in vielen Fällen die Messung eines Doppelverhältnisses unumgänglich macht. Hierzu gehören die Beobachtungen von Wannier et al.(1976), R.W.Wilson et al.(1976) und Linke et al.(1977).

Das auf der Messung des $[^{13}C^{16}O]/[^{12}C^{16}O]$ - Verhältnisses basierende Datenmaterial von Wannier et al.(1976) für zehn Quellen mit 0.1 kpc$\leq r_{GC} \leq$12.7 Kpc (r_{GC}: Entfernung vom galaktischen Zentrum) ergibt den Mittelwert 38±10. Voraussetzung für die Gültigkeit des Ergebnisses sind ein terrestrisches $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis (500 nach Wedepohl 1969) auch im interstellaren Medium und eine optisch dünne $^{13}C^{16}O$ - Linie. Ist letzteres nicht der Fall (es wurden vorsichtshalber die Linienflügel zur Abschätzung des $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnisses verwendet), wird das wahre $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis noch kleiner.

Die CS - Messungen von R.W.Wilson et al.(1976) beziehen sich auf das $[^{12}C^{34}S]/[^{13}C^{32}S]$ - Verhältnis. Sie erhalten für fünf Quellen mit 0.1 kpc$\leq r_{GC} \leq$11.1 Kpc den Mittelwert 51±13.

Schließlich sind noch die $[H^{13}C^{14}N]/[H^{12}C^{15}N]$ - Messungen von Linke et al.(1977) zu nennen, deren Ergebnisse, bedingt durch ein variables $^{14}N/^{15}N$ - Verhältnis, eine große Schwankungsbreite aufweisen. Interessant sind auch die HC_3N - Beobachtungen von Churchwell et al.(1977) bei 9 GHz, die auf Fraktionierung hinweisen:

$$[H^{12}C^{12}C^{12}CN]/[H^{13}C^{12}C^{12}CN] = 21 \pm 3$$
$$[H^{12}C^{12}C^{12}CN]/[H^{12}C^{13}C^{12}CN] = 56 \pm 10$$
$$[H^{12}C^{12}C^{12}CN]/[H^{12}C^{12}C^{13}CN] = 56 \pm 10$$

Diese Ergebnisse konnten allerdings nicht durch Messungen von Wannier und Linke (1978) bei 90 GHz bestätigt werden. Der Widerspruch kann aufgelöst werden, wenn wir annehmen, daß die beiden Linien aus verschiedenen Regionen stammen. Hierfür sprechen die unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten.

Beim H_2CO - Molekül sind insbesondere die Messungen von T.L.Wilson et al.(1976) mit dem Mittelwert 46 ± 18 zu nennen (zehn Quellen, 0.1 kpc$\leq r_{GC} \leq$12 kpc), der aber wegen des Trapping - Effektes nur eine untere Grenze darstellt (siehe hierzu Abschnitt 4.3). Die Ergebnisse weisen außerdem auf einen galaktischen $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Gradienten hin. Für den sicheren Nachweis dieses Gradienten sind die Meßfehler zum Teil (z.B. im Fall von W3 und G49.4-0.3) aber zu hoch und die Anzahl der Quellen zu gering.

Zusammenfassend ist daher zu sagen, daß die durch CO-, CS- und H_2CO - Messungen bestimmten Isotopverhältnisse nur etwa halb so groß sind wie der terrestrische Wert. In der nun folgenden Diskussion soll dieses Bild durch weitere Messungen und eine Korrektur der von T.L.Wilson et al. angegebenen Werte modifiziert werden.

4.2 Weitere Messungen des $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses

Auf Quellen, deren $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis weit über dem oben angegebenen Durchschnittswert liegt und sogar das terrestrische $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis übertreffen könnte, haben zuerst Matsakis et al.(1976) hingewiesen. Es handelt sich um M17 und CasA. In beiden Fällen konnten nur untere Grenzen angegeben werden, im ersten Fall 70, im zweiten 90. Ziel der erneuten Beobachtung dieser Quellen war eine direkte Bestimmung des Verhältnisses bzw. eine Erhöhung der unteren Grenze.

W3 und G49.4-0.3, deren $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Werte unter den von T.L.Wilson et al.(1976) gemessenen Quellen die größte Standardabweichung aufweisen, wurden ebenfalls beobachtet. Hier sollten die bisherigen Ergebnisse überprüft und die Fehler verringert werden.

NGC 2024 schließlich wurde hinsichtlich des $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses schon viermal beobachtet,

von Zuckerman et al.(1974), Matsakis et al.(1976), T.L.Wilson et al.(1976) und Gardner und Whitoak(1979). Ihre Ergebnisse weichen so stark voneinander ab, daß sich eine neue Untersuchung der Quelle als notwendig erwies. Tabelle 4.2.1 gibt die bisher von diesen Autoren gemessenen Isotopenverhältnisse mit dem jeweils verwendeten Keulendurchmesser wieder. Die bei T.L.Wilson et al. angegebenen Koordinaten gelten auch für die vorliegenden Beobachtungen. Tabelle 4.2.2 enthält die Linienparameter der in Abbildung 4.2.1 gezeigten Profile. Der Index 12 bzw. 13 bezieht sich auf das H_2CO-bzw.$H_2{}^{13}CO$-Molekül. Angegeben sind hier die Kontinuumstemperatur T_c, die Linientemperatur T_L, die LSR - Radialgeschindigkeit v_{LSR}, die Halbwertsbreite $\Delta v_{1/2}$ und schließlich die optische Tiefe des Linienzentrums, berechnet nach Gleichung 2.2.5.

Die Verhältnisse wurden auf vier verschiedene Weisen bestimmt und sind in Spalte (1) bis (4) der Tabelle 4.2.3 wiedergegeben. Die Bestimmungsmethoden sollen hier kurz beschrieben werden.

Spalte (1)

Das Verhältnis wurde mit Hilfe der optischen Tiefen des Linienzentrums (τ_{max}) nach

$$(4.2.1) \quad R = 0.95 \; 0.77 \; \tau_{max_{12}}/\tau_{max_{13}}$$

berechnet. Der Korrekturfaktor 0.95 ≈(4593/4830) berücksichtigt nach Abschnitt 2.3 die unterschiedlichen Frequenzen der beiden Linien, der Faktor 0.77 die unterschiedliche Hyperfeinstruktur nach Abschnitt 2.4.

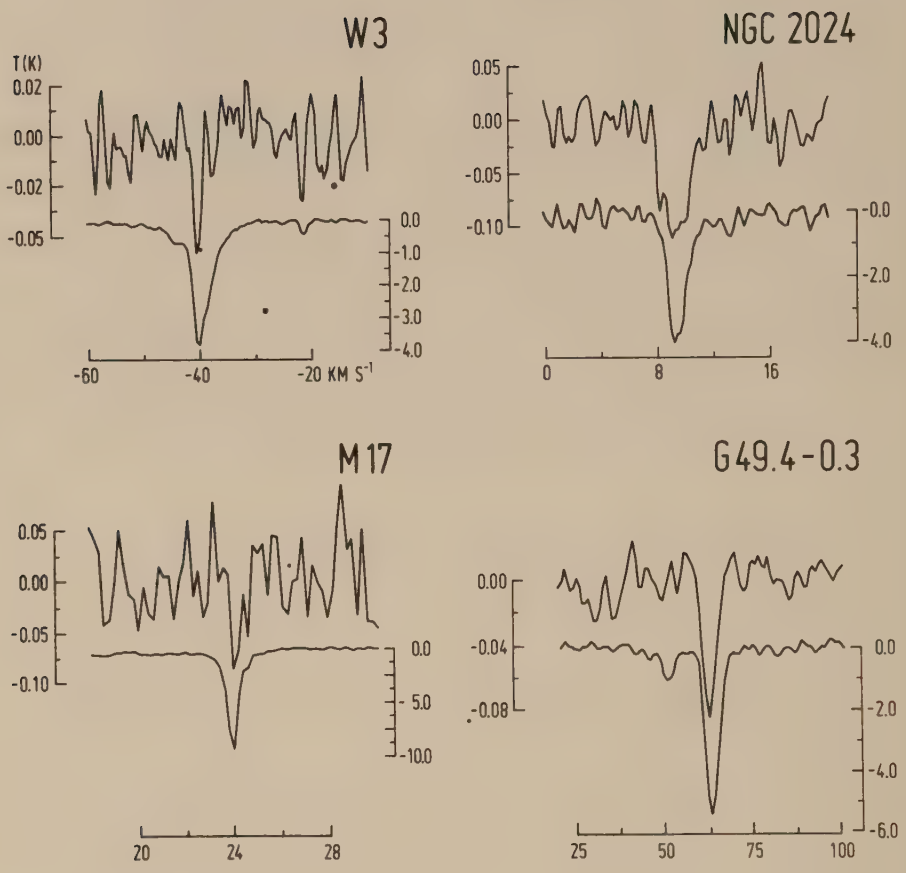


Abbildung 4.2.1: H_2CO- (unten) und $H_2{}^{13}CO$- (oben) Profile. Aufgetragen ist die Strahlungstemperatur als Funktion der LSR - Radialgeschwindigkeit.

Quelle	Gardner und Whiteoak (1979) α/δ	$^{12}C/^{13}C$	T.L.Wilson et al.(1976) α/δ	$^{12}C/^{13}C$	Matsakis et al.(1976) α/δ	$^{12}C/^{13}C$	Zuckerman et al.(1974) α/δ	$^{12}C/^{13}C$
W3			$2^h21^m57^s$ $61^o52'30"$	79±19	$2^h21^m55^s$ $61^o54'00"$	62±15	$2^h21^m55^s$ $61^o52'00"$	>71
NGC 2024	$5^h39^m12^s$ $-1^o56'00"$	69± 3	$5^h39^m14^s$ $-1^o56'12"$	43± 5	$5^h39^m12^s$ $-1^o56'42"$	55± 6	$5^h39^m12^s$ $-1^o55'42"$	>67
M17	$18^h17^m37^s$ $-16^o12'36"$	85±14	$18^h17^m33^s$ $-16^o12'47"$	/	$18^h17^m33^s$ $-16^o12'17"$	>70		
G49.4-0.3			$19^h20^m56^s$ $14^o21'26"$	73±17				
CasA			$23^h20^m47^s$ $58^o32'18"$	/	$23^h21^m21^s$ $58^o32'48"$	>90		
Auflösung	4.3'		2.6'		10.0'		7.0'	

Tabelle 4.2.1: $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisse. Die angegebenen Koordinaten beziehen sich auf die Epoche 1950.0.

(1) Quelle	(2) $T_{c_{12}}$	(3) $T_{c_{13}}$	(4) $T_{L_{12}}$	(5) $T_{L_{13}}$	(6) $v_{LSR_{12}}$	(7) $v_{LSR_{13}}$	(8) $\Delta v_{1/2_{12}}$	(9) $\Delta v_{1/2_{13}}$	(10) τ_{12}	(11) τ_{13}
W3	35.0	37.0	-3.8	-0.05	-40.1	-40.8	3.6	/	0.11	0.0014
NGC 2024	35.7	36.9	-9.0	-0.11	9.4	8.8	1.2	1.6	0.29	0.0030
M17	108.0	127.0	-9.3	-0.08	24.0	24.0	0.5	/	0.09	0.00063
G49.4-o.3	17.8	17.8	-5.76	-0.11	63.4	63.0	4.3	3.6	0.43	0.0062

Tabelle 4.2.2:Linienparameter, Kontinuumstemperaturen und optische Tiefen des Linienzentrums
Einheit: Kelvin bzw. kms^{-1}

Quelle	(1) (τ_{12}/τ_{13})	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8) r_{GC}(kpc)
W3	62	90±10	/	70	79±19	72± 3	78± 9	12.0
NGC 2024	72	48± 7	54± 3	53	43± 5	55± 2	51± 5	10.5
M17	124	118± 6	89±18	115	/	/	107±16	8.5
G49.4-0.3	51	54± 4	56± 5	54	73±17	54± 1	58± 8	7.5
CasA	/	$\geq$75	/	/	/	/	/	11.0

Tabelle 4.2.3: $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisse

Zu (1):Die Werte basieren auf den optischen Tiefen im Linienzentrum.
(2):Vergleich der über den Linienbereich integrierten optischen Tiefen
(3):Ergebnis eines Geradenfits mit τ_{12} als Funktion von τ_{13}
(4):Die $H_2{}^{13}CO$ - Linie wurde durch Änderung der Amplitude an die H_2CO - Linie angepaßt.
(5):Verfahren wie bei (2). Die Daten stammen von T.L.Wilson et al.(1976).
(6): " " " (3). " " " " " " " "
(7):Mittelwerte aus den Spalten (2), (3), (4) und (6) und den Ergebnissen von T.L.Wilson et al.

Spalte (2)

In Spalte (2) werden die über den Bereich der Linie integrierten Linientemperaturen ($\int T_L dv$) miteinander verglichen. Um auch die nichtlineare Beziehung zwischen der optischen Tiefe und der Linientemperatur zu berücksichtigen, wurde der Mittelwert von R_1 und R_2 angegeben, die sich um etwa 10 Prozent voneinander unterscheiden und folgendermaßen definiert sind:

$$(4.2.2) \quad R_1 = (T_{c_{13}}/T_{c_{12}})\ 0.95\ [\int T_{L_{12}} dv / \int T_{L_{13}} dv]$$

$$(4.2.3) \quad R_2 = R_1 \ \{ \tau_{12} / (|T'_{L_{12}}|/T_{c_{12}})\}$$

$\tau_{12} = -\ln (1-|T'_{L_{12}}|/T_{c_{12}})$ bezeichnet die optische Tiefe, $T'_{L_{12}}$ die Linientemperatur des Linienzentrums. Als Fehler wurde der dritte Teil der Fläche zwischen dem mittleren Linienprofil und der oberen bzw. unteren Einhüllenden angenommen. Das auf diese Weise bestimmte Ergebnis ist stark von Ungenauigkeiten bei der Basislinienbestimmung beeinflußt. Dieser Effekt dürfte aber wegen den geringen Linienbreiten der Profile hier nicht ins Gewicht fallen.

Spalte (3)

Zur Berechnung der Werte in Spalte (3) wurde $\tau(H_2CO)$ gegen $\tau(H_2{}^{13}CO)$ aufgetragen. Anschließend wurde mit einem Geradenfit nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate das Verhältnis bestimmt. Einziger freier Parameter war die Amplitude. Die unterschiedlich Hyperfeinstruktur wurde ebenso wie der frequenzabhängige Faktor 0.95 berücksichtigt. Um das Ergebnis des Fits von der Wahl des verwendeten Geschwindigkeitsbereiches unabhängig zu machen, wurden die Daten mit $\tau^2(H_2CO)$ gewichtet. Auf diese Weise wird das Linienzentrum besonders stark berücksichtigt, während der störende

Einfluß der Basislinie außerhalb des Linienbereichs vernachlässigt werden kann. Die Ergebnisse dieser Methode besitzen zwar den kleinsten Fehler, müssen aber nicht unbedingt frei von systematischen Effekten sein.

Spalte (4)

In Spalte (4) sind die durch Vergleich der Profilformen sich ergebenden Werte aufgelistet. Die Amplitude der $H_2{}^{13}CO$ - Linie wurde so lange variiert, bis der Eindruck zweier gleich starker Linien (H_2CO und $H_2{}^{13}CO$) entstand. Auf diese Weise konnten die mit Hilfe anderer Verfahren gewonnenen Werte überprüft werden. Die Ergebnisse sind hinsichtlich der unterschiedlichen Hyperfeinstruktur-aufspaltung, der verschiedenen Frequenzen und Kontinuums-temperaturen korrigiert.

Die in Tabelle 4.2.3 angegebenen $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnisse gelten unter folgenden Bedingungen:

a) Die zur Bestimmung der optischen Tiefe notwendigen Annahmen (siehe Abschnitt 2.2) sind erfüllt.
b) H_2CO und $H_2{}^{13}CO$ besitzen ein konstantes Häufigkeits-verhältnis im Bereich einer Molekülwolke.
c) Es gilt $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO] = {}^{12}C/{}^{13}C$. Fraktionierung tritt nicht auf.
d) Die Anregungstemperaturen der Linien sind gleich groß.

Auf die letzte Voraussetzung soll im nächsten Abschnitt noch ausführlich eingegangen werden. Ein möglicherweise auftretender Fraktionierungseffekt kann dagegen nicht abgeschätzt werden, solange über den Entstehungsprozeß des Formaldehyds keine vollständige Klarheit herrscht.

Die in Tabelle 4.2.3 in Spalte (1) bis (4) angegebenen Werte sollen hier noch kurz kommentiert werden.

W3 Die neuen Verhältnisse stimmen mit dem von T.L.Wilson et al.(1976) ermittelten Wert von 79±19 gut überein.

NGC 2024 Die Ergebnisse der Spalten (2) bis (4) liegen ungefähr zwischen den von T.L.Wilson et al. und Matsakis et al.(1976) angegebenen Verhältnissen. Dagegen ist der Wert von Spalte (1) mit denen von Zuckerman et al.(1974) und Gardner und Whiteoak(1979) zu vergleichen.

Die Diskrepanz zwischen den einzelnen Werten entsteht durch die hohe Linienbreite des $H_2{}^{13}CO$-Profils im Vergleich zum H_2CO - Profil (1.6 Kms^{-1} statt 1.2 Kms^{-1}). Die Messungen von T.L.Wilson et al. und Matsakis et al. zeigen denselben Unterschied, nicht jedoch die Messungen von Gardner und Whiteoak.

Die große Linienbreite des $H_2{}^{13}CO$ (1_{10}-1_{11}) - Profils hat zur Folge, daß das $[H_2{}^{12}CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis bei der Berücksichtigung des gesamten Linienbereichs (Spalte (2) bis (4)) kleiner wird, als es bei einem Vergleich der Linienzentren (Spalte(1)) der Fall ist.

Der von Zuckerman et al. angegebene Wert von >71 gibt das Verhältnis der maximalen optischen Tiefen wieder. Er sollte daher nur mit dem Verhältnis in Spalte(1) verglichen werden und ist mit diesem (72) auch vereinbar. Die von Matsakis et al., von T.L. Wilson et al. und von Gardner und Whiteoak ermittelten Ergebnisse berücksichtigen dagegen den gesamten Bereich der Linie. Sie liegen in den ersten beiden Fällen in der Nähe der Werte von Spalte (2) bis (4), ≈ 55, bei Gardner und Whiteoak wegen der von ihnen beobachteten gleichen Linienbreiten bei dem in Spalte (1) angegebenen Verhältnis von 72.

Die vorliegenden Beobachtungen und die Ergebnisse von T.L.Wilson et al. und Matsakis et al. widersprechen somit den Messungen von Gardner und Whiteoak. Ich halte daher den Unterschied in den Linienbreiten der 1_{10}-1_{11} - Profile des H_2CO und des $H_2{}^{13}CO$ für real. Es ist unwahrscheinlich, daß die unterschiedliche Profilform von dem verwendeten Keulendurchmesser abhängig ist, da die Auflösung bei Gardner und Whiteoak gerade zwischen der Auflösung des 100m - Teleskops in Effelsberg (2.6') und des von Matsakis et al. verwendeten 'Hat Creek' - Teleskops (10.0') liegt. Auch die zentralen Positionen unterscheiden sich nur unwesentlich.

Das tatsächliche$[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis dürfte daher nicht bei 70, sondern im Bereich zwischen 45 und 60 liegen.

M17 In Anbetracht der sehr schwachen $H_2{}^{13}CO$ - Linie ist die Obereinstimmung der Werte gut . Der durch einen Fit ermittelte Wert in Spalte(3), 89±18, liegt sehr nah bei dem durch Gardner und Whiteoak auf ähnliche Weise bestimmten Verhältnis. Die anderen Werte sind dagegen deutlich höher.

G49.4-0.3 Das Ergebnis ist mit dem von T.L.Wilson et al. angegebenen Wert (73±17) vereinbar, liegt jedoch um eine Standardabweichung niedriger (≈55).

Verwenden wir als Ergebnis den Mittelwert der Isotopverhältnisse von T.L.Wilson et al. und der Werte aus Spalte (2), (3), (4) und (6), erhalten wir die in Spalte (7) der Tabelle 4.2.3 angegebenen Daten.

Die von Matsakis et al. ermittelten hohen Verhältnisse sind somit bestätigt. Das vorliegende gemittelte Verhältnis für M17 liegt etwa 1.5 Standardabweichungen über dem von Gardner und Whiteoak angegebenen.

Es zeigt sich hier, daß das $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis das terrestrische $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis erreichen oder sogar übertreffen kann. Dies steht im Gegensatz zu den beim CO und CS gemachten Erfahrungen und soll am Ende des nächsten Abschnitts noch ausführlich diskutiert werden.

Außerdem scheint das Verhältnis innerhalb einiger weniger Kpc Entfernung von der Sonne starken Schwankungen zu unterliegen. Zwischen M17 (107±16) in 1.5 Kpc Entfernung und NGC 2024 (50±5) in 0.5 Kpc Entfernung liegt ein Faktor 2. Eine Erklärung hierfür könnte eine offenbar sehr unterschiedliche Anreicherung des interstellaren Mediums mit 'Metallen' sein, etwa auf Grund einer inhomogenen Sternverteilung und einer nur geringen Durchmischung des Gases. Andererseits wird möglicherweise ein Teil der Variabilität des $[H_2{}^{12}CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses nur vorgetäuscht, denn der bisher vernachlässigte Trapping - Effekt kann, bedingt durch die in der Regel optisch dicken Linien des H_2CO im Millimeterwellenbereich (2_{12}-1_{11} - und 2_{11}-1_{10} - Obergang bei 140.8 GHz und 150.5 GHz), die scheinbaren Isotopenverhältnisse stark beeinflussen. Die Auswirkungen dieses Effektes sollen daher im nächsten Abschnitt ausführlich behandelt werden.

4.3 Korrektur der $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisse und Bestimmung der H_2 - Dichten

Betrachten wir das Verhältnis der über den Bereich beider 1_{10}-1_{11} - Linien integrierten optischen Tiefen, so ergibt sich aus Gleichung 2.3.8

$$(4.3.1) \quad R = 0.95 \frac{\int \tau(H_2{}^{12}CO)\, dv}{\int \tau(H_2{}^{13}CO)\, dv} = 0.95 \frac{\int (N_{1_{11}}/T_{ex})_{H_2{}^{12}CO}\, dv}{\int (N_{1_{11}}/T_{ex})_{H_2{}^{13}CO}\, dv} .$$

$N_{1_{11}}$ bezeichnet die Säulendichte des 1_{11} - Niveaus. Die Anregungstemperatur der Übergänge zwischen den J=1 - und J=2 - Niveaus wird bei Linien mit großer optischer Tiefe im Vergleich zum optisch dünnen Fall erhöht (Trapping - Effekt). Die Besetzungszahlen im unteren Rotationsniveau werden dann relativ zu den Besetzungszahlen im J=2 - Niveau reduziert. Daher ist bei optisch dicken Linien (H_2CO) im Millimeterwellenbereich der Anteil der Moleküle im 1_{11} - Zustand im Vergleich zur Gesamtzahl der Moleküle kleiner als im optisch dünnen Fall ($H_2{}^{13}CO$).

Ein zusätzlicher Unterschied ist die etwas höhere Anregungstemperatur der 4.8 GHz (1_{10}-1_{11}) - Linie des H_2CO im Vergleich zum entsprechenden Obergang beim $H_2{}^{13}CO$. Der Grund ist hier wiederum die höhere optische Tiefe der H_2CO - Linie.

Beide Effekte, sowohl die Verringerung der Säulendichte im 1_{11} - Zustand als auch die Erhöhung der Anregungstemperatur beim H_2CO führen nach Gleichung 4.3.1 zu einer Unterschätzung des wahren $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses. Die bisher bestimmten Werte sind daher nur als untere Grenzwerte anzusehen.

Eine Möglichkeit, die Auswirkung des Trapping-Effektes abzuschätzen, ist die Beobachtung der 2_{11}-2_{12} - Linie des H_2CO (14.5 GHz) zusammen mit den bisher diskutierten 1_{10}-1_{11} - Obergängen.

Die relativen Besetzungszahlen der beiden Rotationsniveaus werden (siehe hierzu Abschnitt 2.1) durch die Stoßanregungs- und Strahlungsübergangsraten bestimmt. Während letztere bekannt sind, ist die Voraussetzung zur Abschätzung der Stoßraten die Kenntnis der Gesamtteilchendichte, als deren Hauptbestandteil das neutrale H_2-Molekül betrachtet wird.

Nehmen wir an, daß sich die Besetzung eines Zustands i im Gleichgewicht befindet. Dann müssen Verlust- und Gewinnraten gleich groß sein. Es gilt (siehe Abschnitt 2.6)

$$(4.3.1) \qquad \sum_{j=1}^{n} n_i P_{ij} = \sum_{j=1}^{n} n_j P_{ji} \quad .$$

Lösen wir das aus n Bilanzgleichungen bestehende Gleichungssystem mit verschiedenen Stoßraten (d.h. verschiedenen H_2-Dichten) für den vorliegenden Fall, so erhalten wir aus einer Anpassung der sich aus der Lösung ergebenden optischen Tiefen an die gemessenen die Teilchendichte.

Da die Stoßraten temperaturabhängig sind, geht in die Bilanzgleichungen indirekt auch die kinetische Gastemperatur ein. Die hier verwendeten T_k-Werte basieren im wesentlichen auf CO - Messungen und sind in Tabelle 4.3.3 (Spalte 4) aufgelistet.

Abbildung 4.3.1 stellt den Zusammenhang zwischen optischer Tiefe und H_2-Dichte graphisch dar. Aufgetragen ist das Verhältnis der optischen Tiefen der Linien bei 4.8 GHz und 14.5 GHz ($\tau_{4.8}/\tau_{14.5}$) gegen die optische Tiefe der 4.8 GHz - Linie ($\tau_{4.8}$). Beide Werte sind immer mit genau

einer bestimmten H_2-Dichte korreliert. Die 'Auflösung' der Messungen hinsichtlich der H_2-Dichte bei etwa $10^5 cm^{-3}$ wird um so geringer, je größer die optische Tiefe des 1_{10}-1_{11} - Obergangs ist. Dies liegt daran, daß bei $\tau_{4.8}>1$ die H_2CO - Linien im Millimeterbereich schon nahezu thermalisiert sind und damit alle Dichteeffekte stark reduziert werden. Bei geringeren Dichten erfordert dieser Effekt höhere optische Tiefen (Trapping-Effekt).

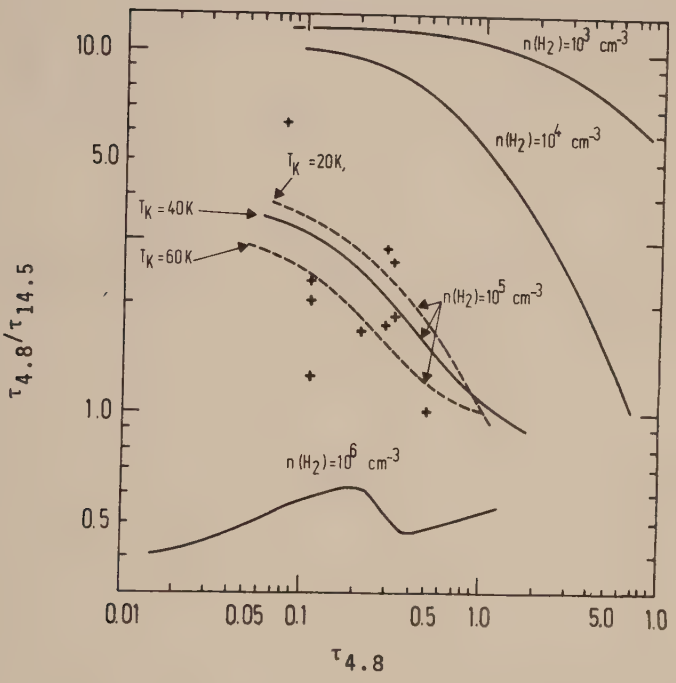


Abbildung 4.3.1: Abhängigkeit der optischen Tiefen der 4.8 GHz- und 14.5 GHz- Linien von der H_2-Dichte. Die Kurven für 20K und 60K (gestrichelt) zeigen, daß die T_k-Werte nur geringen Einfluß auf das Ergebnis haben.

Tabelle 4.3.1: Linienparameter der 14.5 GHz - Daten (Auflösung 2.6')

(1) Quelle b)	(2) Kontinuums-temperatur (K)	(3) Antennen-temperatur (K)[a]	(4) Halbwerts-breite (Kms^{-1})	(5) Radialge-schwindigkeit (LSR) (Kms^{-1})	(6) Geschwindigkeits-auflösung (Kms^{-1})
W3	4.8	-0.16±0.06	3.8	-39.3	0.32
NGC 2024	3.1	-0.47±0.09	1.0	9.3	0.16
SgrA (-4 Kms^{-1}-Komponente)	4.1	-0.06±0.04	16.7	- 4.0	0.65
W31	2.6	-0.11±0.04	11.2	11.0	0.65
		-0.08±0.04	4.5	0.1	0.65
W33	3.2	-1.04±0.05	5.7	34.6	0.65
W43	1.1	-0.16±0.02	6.0	92.2	0.65
W49 A	4.3	-0.34±0.03	7.9	12.3	1.30
G49.4-0.3	1.4	-0.11±0.04	5.9	64.0	0.65
G49.3-0.4	6.6	-0.40±0.06	6.4	65.3	0.65
		-0.26±0.06	10.3	57.3	0.65
DR 21	3.1	-0.62±0.04	3.3	- 2.0	0.16

α) Als Fehler ist die Standardabweichung angegeben.

b) Die Koordinaten sind bei T.L.Wilson et al. (1976) zu finden.

Tabelle 4.3.2: Vergleich der optischen Tiefen bei 4.8 GHz und 14.5 GHz

(1) Quelle	(2) Optische Tiefe bei 4.8 GHz (H_2CO) a)	(3) Optische Tiefe bei 4.6 GHz ($H_2{}^{13}CO$) a)	(4) Optische Tiefe bei 14.5 GHz (H_2CO)	(5) Geschwindigkeitsbereich v_1	(5) Geschwindigkeitsbereich v_2	(6) $\int_{v_2}^{v_1} \tau_{4.8}\, dv$ 4.8 GHz	(7) $\int_{v_2}^{v_1} \tau_{4.8}\, dv$ 14.5 GHz	(8) $R = \frac{\text{Spalte(6)}}{\text{Spalte(7)}}$
				(Kms^{-1})		(Kms^{-1})		
W3	0.11	0.0007	0.05	-48	-32	0.37	0.18	2.0
NGC 2024	0.28	0.003	0.16	7	12	0.37	0.13	2.8
Sgr A(-4 km s^{-1}-Komponente)	0.08	0.001	0.01	-22	8	1.25	0.20	6.2
W31	0.11	0.003	0.05	- 8	24	1.52	0.66	2.3
W33	0.50	0.016	0.40	20	48	2.44	2.40	1.0
W43	0.30	0.008	0.17	80	100	2.09	1.20	1.7
W49 A	0.11	0.002	0.08	- 8	24	1.13	0.90	1.3
G49.4-0.3	0.32	0.004	0.08	40	76	1.63	0.62	2.6
G49.5-0.4	0.21	0.003	0.08	45	75	1.52	0.90	1.7
DR 21	0.33	0.005	0.22	-12	12	1.47	0.79	1.9

a) Die Werte stammen von T.L.Wilson et al. (1976)

4.3.1 Die Beobachtungsdaten

Die am 100m - Teleskop in Effelsberg in Richtung auf zehn Quellen gewonnen 4.8 GHz - Daten von T.L.Wilson et al. (1976) wurden mit den 14.5 GHz - Daten des 42m - Spiegels des NRAO in Greenbank kombiniert. Abbildung 4.3.2 zeigt die 4.8 GHz-und 14.5 GHz-Profile einiger dieser Objekte. Die Obereinstimmung der Linienprofile ist gut. Die Annahme, die Linienprofile stammen aus demselben Raumvolumen, ist deshalb plausibel. Lediglich einige der schwachen Linienkomponenten bei 4.8 GHz sind beim 14.5 GHz - Obergang nicht mehr zu beobachten. Das mag einerseits mit der geringeren Kontinuumstemperatur bei 14.5 GHz, der geringeren Empfindlichkeit und der schlechteren Oberflächenbeschaffenheit des 42m - Spiegels zusammenhängen, kann andererseits aber auch mit einer geringen Dichte der für die Entstehung dieser Linienkomponenten verantwortlichen Regionen erklärt werden.

Die optischen Tiefen beider Obergänge werden in Tabelle 4.3.2 zusammengefaßt, die Linienparameter des 14.5 GHz - Obergangs befinden sich in Tabelle 4.3.1.

Die bei den beiden Meßreihen verwendeten Koordinaten sind identisch, die Auflösung bei 4.8 GHz beträgt 2.6', bei 14.5 GHz 2.1'. Durch Beobachtung eines kleinen, meist neun Meßpunkte enthaltenden Himmelsareals (Abstand zwischen zwei benachbarten Punkten: 1.3') konnte ich die Auflösung der 14.5 GHz-Daten von 2.1' auf 2.6' herabsetzen. Die Daten beider Meßreihen sind daher miteinander vergleichbar.

Drei der Quellen (DR 21, NGC 2024 und W3) sind schon von Evans et al.(1975a) mit dem 64m-Teleskop in Goldstone bei 14.5 GHz beobachtet worden.

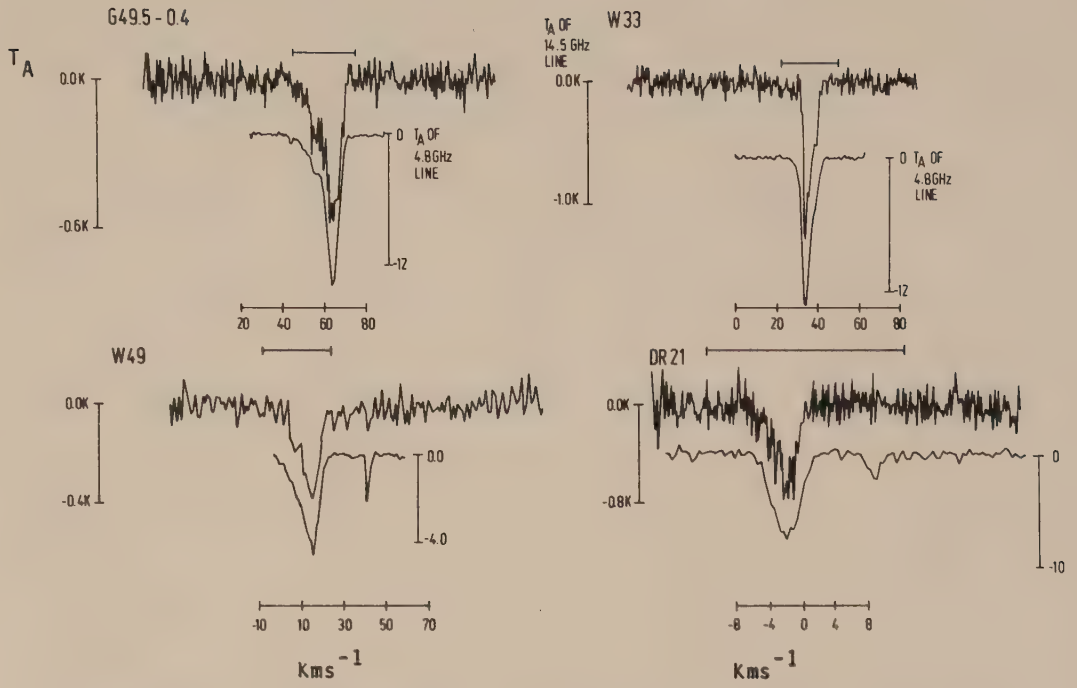


Abbildung 4.3.2: Vergleich der Linienprofile bei 4.8 GHz (unten) und 14.5 GHz (oben). T_A: Antennentemperatur.

Die Auflösung beträgt in diesem Fall 1.1'. Die Übereinstimmung mit den vorliegenden Messungen ist zufriedenstellend. Sie zeigt, daß trotz der geringeren Kontinuumstemperatur bei 14.5 GHz die zur Bestimmung der optischen Tiefe verwendete Annahme, $|T_{ex} - 2.7| << T_c$, gut erfüllt ist und die Anregungstemperatur daher in der Nähe von 2.7 K liegen muß.

4.3.2 Bestimmung der H_2-Dichten und Korrekturfaktoren

Um die als Folge des Trapping - Effektes auftretenden Korrekturfaktoren zu bestimmen, ist die Annahme eines bestimmten Wolkenmodells unumgänglich. Hier wurde ein Modell mit hohem Geschwindigkeitsgradienten ($1\ kms^{-1}pc^{-1}$), vernachlässigbarer Turbulenz und konstanter Dichte verwendet. Derartige 'LVG' - Modelle sind, basierend auf der Veröffentlichung von Sobolev (1960), eingehend von Castor (1970), Scoville und Solomon (1974), de Jong et al. (1975), Evans und Kutner (1976) und anderen beschrieben worden. Eine kurze Zusammenfassung der Eigenschaften dieses Modells befindet sich in Abschnitt 2.6. Der große Vorteil dieser Methode ist die Existenz einer nur von einer lokalen Umgebung abhängigen Quellfunktion, die die notwendige Rechenzeit gegenüber anderen Strahlungstransportprogrammen reduziert.

Es stellt sich hier natürlich die Frage, ob die Annahme eines hohen positiven Geschwindigkeitsgradienten (v wächst mit r, dem Abstand vom Wolkenzentrum) oder die Vernachlässigung von Turbulenzeffekten der wirklichen Wolkenstruktur der hier untersuchten Quellen nahekommt. Solange die wahre Geometrie, die Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung nicht bekannt ist, hat die Verwendung komplizierterer Strahlungstransportprogramme jedoch keinen Sinn.

Außerdem dürften die Ergebnisse anderer Modelle nicht signifikant von denen des vorliegenden Modells abweichen (White 1977).

Um den Einfluß der Wolkenstruktur auf das Ergebnis abzuschätzen, wurden die Rechnungen nicht nur für den sphärisch - symmetrischen, sondern auch für den planparallelen Fall durchgeführt. Auf den Unterschied zwischen beiden Geometrien wurde in Abschnitt 2.6 eingegangen.

Die verwendeten Stoßraten sind bei Green et al.(1978) angegeben. Zur Angleichung der optischen Tiefen an die beobachteten Werte habe ich die H_2-Dichte und das Verhältnis der Orthoformaldehyddichte zum Geschwindigkeitsgradienten, $n(H_2CO)/(dv/dr)$, variiert. Wie aus Abbildung 4.3.1 zu ersehen ist, beeinflußt die Temperaturabhängigkeit der Stoßraten die Ergebnisse für die H_2-Dichten nur geringfügig. Dies ist auch zu erwarten, da die Energiedifferenz zwischen dem 1_{10}- und 1_{11}-Niveau bzw. zwischen dem 2_{12}- und 1_{11}-Niveau, in Einheiten der Temperaturskala ausgedrückt, mit 0.2K bzw. 6K weit unter der kinetischen Temperatur ($T_k \geq 20K$) liegt.

Als Auswirkung des Trapping - Effektes auf die Linienprofile könnte man erwarten, daß das Zentrum der 14.5 GHz - Linie gegenüber der 4.8 GHz - Linie verstärkt werden sollte. Dies würde einen systematischen Unterschied zwischen dem Verhältnis der maximalen optischen Tiefen und den über den Bereich der Linien integrierten optischen Tiefen beider Obergänge zur Folge haben.

Die mittlere Lebensdauer eines H_2CO - Moleküls im 2_{11}-Zustand liegt, berücksichtigen wir nur den Strahlungsübergang zum 2_{12} - Niveau, bei $3\ 10^7$s. Die Zeit zwischen zwei Kollisionen, die zur Anregung dieses Obergangs führen, liegt bei $3\ 10^5$s ($n_{H_2} = 10^5 cm^{-3}$, T_k=20K). Die mittlere Zeit für einen Strahlungsübergang zum J=1 - Rotations-

niveau ist mit 2 10^4s noch kürzer. Für den 2_{11}-2_{12} - Obergang sind daher im wesentlichen Stöße verantwortlich zu machen, die die Geschwindigkeitsverteilung der H_2CO - Moleküle im J=2 - Zustand dem des J=1 - Zustands wieder angleichen. Der $\tau_{14.5}/\tau_{4.8}$ - Wert sollte daher zwischen den Linienflügeln und dem Linienzentrum nicht stark variieren. Die große Ähnlichkeit der Profile in Abbildung 4.3.2 und der Verhältnisse der in Tabelle 4.3.2 angegebenen maximalen und integrierten optischen Tiefen unterstützen diese Vermutung.

Zur Bestimmung des $\tau_{4.8}/\tau_{14.5}$ - Verhältnisses in Abbildung 4.3.1 wurde der Quotient der über den Bereich der Linien integrierten optischen Tiefen verwendet. Die durch Kreuze markierten Punkte in Abbildung 4.3.1 geben die Teilchendichten der Regionen an, aus denen die beobachteten H_2CO - Linien stammen. Die H_2-Dichten liegen ausnahmslos in der Nähe von $10^5 cm^{-3}$. Mit Hilfe dieser Werte und der optischen Tiefe bei 4.8 GHz kann dann der Korrekturfaktor (siehe Abbildung 4.3.3) bestimmt werden, der sich formal aus dem Quotienten der Korrekturfaktoren des H_2CO (f_{12}) und des $H_2{}^{13}CO$ (f_{13}) zusammensetzt und daher hier mit f_{12}/f_{13} bezeichnet wird. f_{13} kann gleich 1 gesetzt werden. Dies ist eine gute Näherung, wie aus den in Tabelle 4.3.2 (Spalte 3) angegebenen geringen optischen Tiefen der $H_2{}^{13}CO$ - Linien bei 4.6 GHz zu ersehen ist. Die Korrekturfaktoren f_{12}/f_{13} sind in Tablle 4.3.3 (Spalte 9) angegeben.

4.3.3 Fehlerabschätzung

Bevor ich auf die Ergebnisse der Rechnungen ausführlich eingehen werde, soll zunächst einmal die Genauigkeit der Korrekturfaktoren abgeschätzt werden.

Die Resultate hängen zum Teil sehr empfindlich von den verwendeten optischen Tiefen ab. Voraussetzung für die Richtigkeit der durch Gleichung 2.2.5 definierten 'scheinbaren' optischen Tiefen ist die Gültigkeit der in Abschnitt 2.2

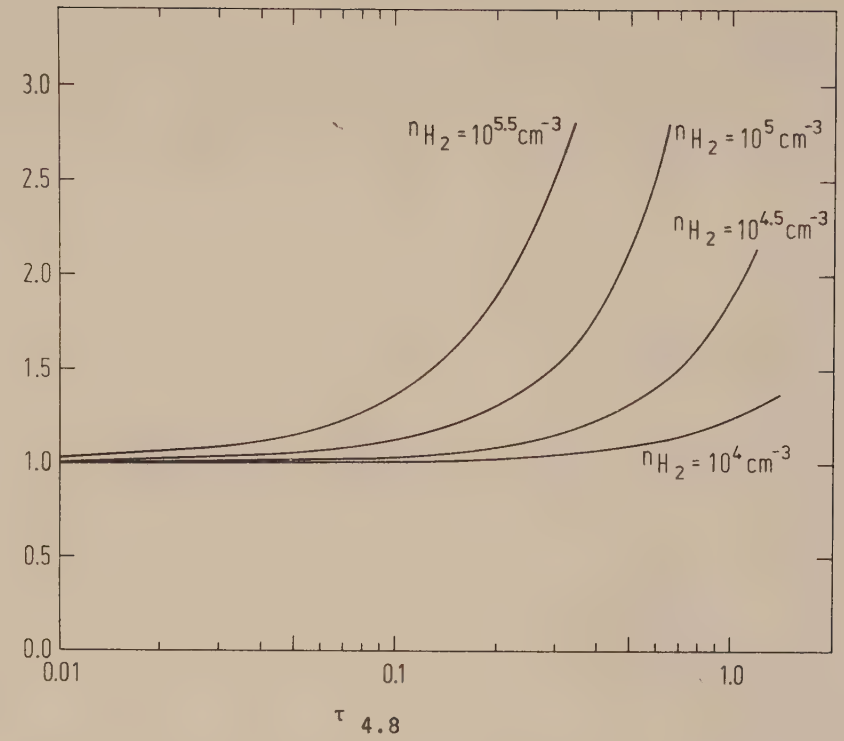


Abbildung 4.3.3: Der Trapping-Korrekturfaktor als Funktion der optischen Tiefe der 1_{10}-1_{11} - Linie bei 4.8 GHz und der H_2-Dichte.

Tabelle 4.3.3: Dichten, Anregungstemperaturen und Korrekturfaktoren

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
	Meßwerte			Abgeleitete Größen				
Quelle	$\tau_{4.8}$	R	T_k	$\lg(n_{H_2})$	Strahlungs-temperatur bei 140.8 GHz	T_{ex} (K)		f_{12}/f_{13}
	Tabelle 4.3.2 Spalte 8				(K)	4.8 GHz	14.5 GHz	
W3	0.11	2.0	30 (1) [a]	5.1	1.1	1.7	1.8	1.2
NGC 2024	0.28	2.8	42 (1)	4.9	1.5	1.6	1.8	1.3
Sgr A(4kms^{-1}- Komponente)	0.08	6.2	(10)(2)	4.7	0.1	1.8	1.8	1.0
W31	0.11	2.3	23 (1)	5.2	1.0	1.7	1.8	1.2
W33	0.50	1.0	21 (1)	5.3	7.3	4.1	3.5	3.5
W43	0.30	1.7	18 (3)	5.3	2.8	2.4	2.0	1.7
W49 A	0.11	1.3	26 (1)	5.5	2.7	2.7	2.3	1.4
G49.4-0.3	0.32	2.6	10 (3)	4.8	1.0	2.6	1.8	1.5
G49.5-0.4	0.21	1.7	41 (1)	5.2	3.2	2.2	2.2	1.6
DR 21	0.33	1.9	35 (1)	5.1	3.2	2.1	2.1	1.7

a) Die in Klammern (Spalte 4) angegebenen Werte beziehen sich auf die Autoren, deren CO-Strahlungstemperaturen hier verwendet wurden. (1) Liszt(1973) (2) Eigene Schätzung (3) W.J.Wilson et al. (1974)

angegebenen Annahmen.

Als Unbekannte ist in diesem Zusammenhang besonders der Grad der Homogenität der beobachteten Wolken im Bereich der Keule des Teleskops anzusehen. Bedeckt die Wolke nur einen Teil des beobachteten Himmelsareals, so hat dies auf das Verhältnis der optischen Tiefen des H_2CO bei 4.8 GHz und 14.5 GHz nur einen geringen Einfluß. Infolge der Teilbedeckung ist aber die wahre optische Tiefe bei 4.8 GHz größer als die mit Gleichung 2.2.5 ermittelte (vergleiche Gleichung 2.2.5 mit Gleichung 2.2.6). Dies hat eine Verschiebung der in Abbildung 4.3.1 durch Kreuze markierten Werte nach rechts zur Folge. Die erforderliche H_2-Dichte wird somit verringert, der Korrekturfaktor f_{12}/f_{13} dagegen erhöht.

(1) Wolkenstruktur	(2) $\tau_{4.8}$	(3) n_{H_2} (cm^{-3})	(4) f_{12}/f_{13}
sphärisch	0.28	$8\ 10^4$	1.3
sphärisch	0.55	$4\ 10^4$	1.5
planparallel	0.28	$2\ 10^4$	1.6

Tabelle 4.3.4: H_2-Dichten und f_{12}/f_{13}-Korrekturfaktoren für NGC 2024 in Abhängigkeit von der Geometrie der Wolke. Das erste sphärische Modell ($\tau_{4.8}$=0.28) setzt eine homogene Oberdeckung der Teleskopkeule (f=1), das zweite Modell eine Teilbedeckung von 57 Prozent (f=0.57) durch die Wolke voraus.

Für die meisten der beobachteten Molekülwolken zeigen Interferometermessungen des 1_{10}-1_{11} - Obergangs (Keulendurchmesser: 40"× 60") von Fomalont und Weliachew (1973), daß $\tau_{4.8}$ mit Ausnahme von W33 wahrscheinlich höchstens um einen Faktor 2 erhöht ($f \geq 0.5$) werden sollte. Mit den Angaben von Forster et al. (1979, Keulendurchmesser: 6.8") erhalten wir für DR 21 den Wert 1.5. Um eine Vorstellung vom Ausmaß der Änderungen zu geben, ist in Tabelle 4.3.4 für NGC 2024 die H_2-Dichte und der Korrekturfaktor erstens für eine homogene Oberdeckung der Teleskopkeule ($\tau_{4.8} = 0.28$) und zweitens für eine Teilbedeckung von 57 Prozent durch die Wolke ($\tau_{4.8} = 0.55$) angegeben.

Ein zusätzlicher Fehler kann durch Abweichung der Wolkenstruktur von der hier vorausgesetzten sphärischen Geometrie entstehen. Um die möglichen Abweichungen abzuschätzen, wurden die Korrekturfaktoren und H_2-Dichten auch mit Hilfe eines planparallelen Modells abgeleitet. Sie sind in Tabelle 4.3.4 für die Quelle NGC 2024 angegeben. Der auf diese Weise bestimmte Korrekturfaktor f_{12}/f_{13} weicht um 23 Prozent von dem des sphärischen Modells ab. Dies ist gleichzeiteig die maximale Abweichung, die in diesem Fall durch eine nicht sphärische Geometrie der Wolke erklärt werden kann. Bei den Korrekturfaktoren wurde daher ein geometrieabhängiger Fehler von lediglich 15 Prozent angenommen. Nur im Fall von W33, wo der Korrekturfaktor wesentlich größer als eins ist und nach Abbildung 4.3.3 extrem empfindlich von der H_2-Dichte abhängt, ist der Fehler möglicherweise größer.

Drei weitere Fehlerquellen sind noch zu nennen:

a) Stammt die 14.5 GHz - Linie nicht, wie angenommen, aus derselben Region wie die 4.8 GHz - Linie, sondern aus einem Gebiet geringerer Ausdehnung, wird das $\tau_{4.8}/\tau_{14.5}$ - Verhältnis überschätzt und nach Abbildung 4.3.1 die H_2-Dichte unterschätzt.

b) Es ist fraglich, ob die von Green et al.(1978) für Kollisionen mit Heliumatomen berechneten Stoßraten auch für ein Medium geeignet sind, in dem H_2-Moleküle dominieren.

c) Die Temperatur der 3K-Strahlung ist möglicherweise zwischen 4.8 GHz (1_{10}-1_{11} - Obergang) und 150.5 GHz (2_{11}-1_{10} - Obergang) nicht konstant. Ein Versuch, die Folgen einer frequenzabhängigen Hintergrundtemperatur abzuschätzen, wurde von Matsakis (1979) unternommen. Er findet für 3.1K im Millimeterwellenbereich und 2.7K im Zentimeterwellenbereich, daß die 4.8 GHz - Linie in einem größeren H_2-Dichtebereich gekühlt wird, als bei konstanter Hintergrundtemperatur.

Es ist möglich, die H_2-Dichten und Trapping-Korrekturen durch die Beobachtung weiterer Linien zu überprüfen, da das Modell Anregungstemperaturen und optische Tiefen aller bei der Berechnung berücksichtigten H_2CO-Obergänge ($J \leq 8$) angibt. In Tabelle 4.3.3 (Spalte 6) werden die Voraussagen des Modells für die Strahlungstemperatur der 140.8 GHz (2_{12}-1_{11}) - Linie bei einer Auflösung von 2.6' angegeben. Diese Voraussagen sollten aber mit Vorsicht betrachtet werden, da auch Regionen hinter der jeweiligen Kontinuumsquelle zur Strahlungstemperatur der Emissionslinien bei 140.8 GHz Beiträge liefern können. Möglicherweise werden die Linienprofile zusätzlich noch durch kühles Vordergrundgas beeinflußt. Auf die 29.0 GHz (3_{12}-3_{13}) - Linie, die meistens in Absorption beobachtet wird, werde ich in Kapitel 5 noch ausführlich eingehen.

Eine andere Möglichkeit, die theoretisch abgeleiteten Werte zu testen, ist die direkte Bestimmung der Anregungstemperaturen der Obergänge bei 4.8 GHz und 14.5 GHz durch Messungen am Rand der Kontinuumsquellen. Dies setzt die Homogenität der Molekülwolken über den gesamten Bereich

der Kontinuumsquellen voraus. Für W33 ist die Anregungstemperatur der 14.5 GHz - Linie nach dem sphärischen Modell (Tabelle 4.3.3, Spalte 8) mit 3.5 K größer als 2.7 K. Bei einer homogenen Wolke mit einer Ausdehnung von mindestens 3' sollte daher außerhalb der Kontinuumsquelle nach Gleichung 2.2.4 wegen $T_{ex} > T_c$ die 14.5 GHz - Linie in Emission beobachtet werden können. Ein Versuch, diese Linie außerhalb der Kontinuumsquelle nachzuweisen, führte jedoch zu keinem positiven Ergebnis. Die einfachste Erklärung hierfür ist, daß die Homogenität der Molekülwolke für diesen Test nicht ausreicht.

4.3.4 Die H_2 - Dichten

Die ermittelten H_2-Dichten um 10^5 cm^{-3} sollen hier mit den Ergebnissen anderer Autoren verglichen werden.

Plambeck und Williams (1979) haben z.B. durch CO - Messungen die Teilchendichte in zehn Molekülwolken bestimmt. Dazu gehören unter anderem auch NGC 2024 und G49.4-0.3. Ihre Werte liegen um das 25- bzw. 100-fache niedriger als die in Tabelle 4.3.3 angegebenen Dichten. Höchstens ein Faktor drei läßt sich durch eine vom sphärischen Modell abweichende Wolkengeometrie erklären. Daß die durch CO - Messungen bestimmten H_2-Dichten um eine bis zwei Größenordnungen niedriger liegen als die mit H_2CO - Beobachtungen ermittelten Werte, scheint ein ganz allgemein auftretender Tatbestand zu sein. Plambeck und Williams diskutieren die Ursachen für diesen Unterschied: Das CO - Molekül ist nach dem H_2 eines der häufigsten Moleküle überhaupt und kann im Gegensatz zum H_2CO in sehr ausgedehnten Gebieten beobachtet werden. Aus diesem Grund sind beim CO die äußeren Regionen geringer Dichte in einer Wolke besonders stark an der Linienemission beteiligt. Ein Vergleich zwischen Beobachtungen beider Moleküle im Fall von TMC1 wird in Kapitel 7 durchgeführt.

Interessanter für einen Vergleich mit den vorliegenden H_2-Dichten sind die auf der Basis von CS-Beobachtungen ermittelten H_2-Dichten. Das Dipolmoment (H_2CO: 2.33 D, CS: 1.96 D) und die optische Tiefe der Linien dieses Moleküls sind den entsprechenden Werten beim H_2CO ähnlicher. Ein kürzlich von Goldsmith (1979) durchgeführter Survey des J=2→1- und J=1→0-Obergangs ergab Dichten zwischen $2\ 10^4 cm^{-3}$ und $10^5 cm^{-3}$. Die Ergebnisse für NGC 2024 und G49.5-0.4 waren $3\ 10^4 cm^{-3}$ und $6\ 10^4 cm^{-3}$, also jeweils ein Drittel des in Tabelle 4.3.3 angegebenen Wertes.Das liegt noch innerhalb der Fehlergrenzen. Es ist hier zu berücksichtigen, daß die CS-Emissionslinien nicht nur aus Regionen vor den Kontinuumsquelle stammen, wie es bei den H_2CO - Absorptionslinien der Fall ist. Im Rahmen dieses Unterschiedes ist die Obereinstimmung der Dichten beim H_2CO und CS sehr zufriedenstellend.

4.3.5 Die Isotopenverhältnisse

Die von T.L.Wilson et al. (1976) angegebenen Isotopenverhältnisse sind in Tabelle 4.3.5, Spalte 3, noch einmal wiedergegeben. In der nächsten Spalte werden die durch einen Fit (siehe hierzu Abschnitt 4.2) bestimmten $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Werte aufgelistet. Diese in Abschnitt 4.2 beschriebene Methode dürfte besonders frei von Fehlern sein (Gardner und Whiteoak 1979). In Spalte 5 werden die in Tabelle 4.2.3 angegebenen Mittelwerte, die besonders zuverlässig sein dürften, noch einmal angegeben. Die korrigierten Verhältnisse, basierend auf Spalte 4, enthält Spalte 6.

Wie bei den Ergebnissen von Gardner und Whiteoak (1979) und von T.L.Wilson et al. (1976), wo auf Trapping-Korrekturen verzichtet wurde, ergibt sich auch hier nach Abbildung 4.3.4 ein Gradient.

Tabelle 4.3.5: Die $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisse

(1) Quelle	(2) r_{GC}	(3)	(4)	(5)	(6)
		$[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisse			
		T.L.Wilson et al.(1976)	Neue Werte (Fit)[a]	Mittelwerte nach Tabelle 4.2.3	Korrigierte Werte von Spalte (4)
W3	12.0	79±19	72± 3	78± 9	86± 13[d]
NGC 2024	10.5	43± 5	55± 2	51± 5	72± 11
Sgr A(-4 Kms^{-1}-Komponente)	6 - 10 (?)	49± 4	/ [c]	/	49± 8[b]
W31	≈ 5	38± 3	31± 1	/	37± 6
W33	≈ 6	22± 1	21± 0.1	/	74± 11
W43	5.5	31± 2	25± 1	/	42± 6
W49 A	9.5	40± 5	38± 1	/	53± 8
G49.4-0.3	7.5	73±17	54± 1	58± 8	81± 12
G49.5-0.4	8.0	37± 2	44± 3	/	70± 11
DR 21	10	49± 4	43± 1	/	73± 11
Mittelwert	/	46±18	43±16	/	64± 17

a) Siehe Abschnitt 4.2 . Die Beobachtungsdaten stammen von T.L.Wilson et al.

b) Der Wert stammt von Spalte 3 (Korrekturfaktor 1.0).

c) Ein genauer Wert konnte wegen der nahegelegenen 40 Kms^{-1}-Komponente nicht ermittelt

d) Angenommen wurde ein Fehler von ≈15 Prozent, um Abweichungen werden. von der sphärischen Wolkenstruktur des Modells zu berücksichtigen.

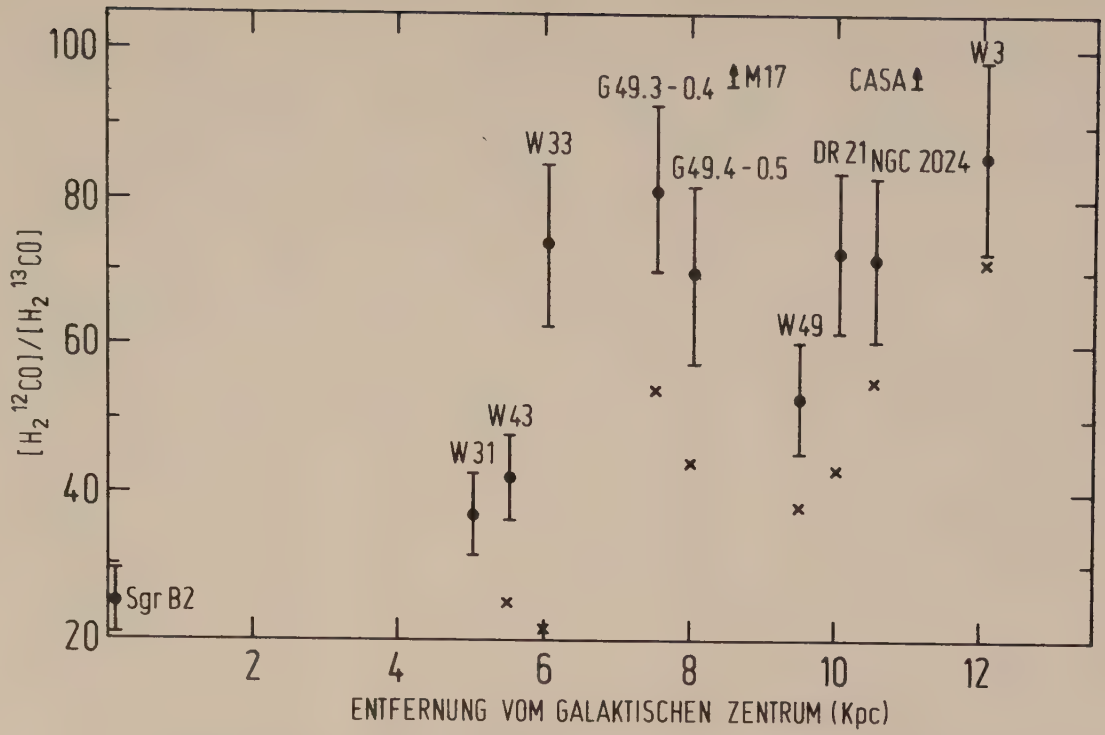


Abbildung 4.3.4: Das $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis in Abhängigkeit von der Entfernung zum galaktischen Zentrum. Die unkorrigierten Werte (Kreuze) sind der Tabelle 4.3.5, Spalte 4 entnommen, die korrigierten stammen von Spalte 6. Zu Sgr B2: siehe Kapitel 5.

Ein Geradenfit nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergibt einen Gradienten von 4.5 kpc^{-1}. Dieser Wert ist nur halb so groß wie der von Gardner und Whiteoak (1979). Der Korrelationskoeffizient beträgt 0.57. Mit Cas A (Entfernung vom galaktischen Zentrum: 11 Kpc) und M17 (8.5 kpc), deren unkorrigierte Verhältnisse größer als 90 (Cas A, Matsakis et al. 1976) und gleich 107±16 (M17, siehe Abschnitt 4.2) sind, würde der Gradient mit 5.5 kpc^{-1} dem von Gardner und Whiteoak bestimmten Wert geringfügig näherkommen. Der Korrekturfaktor sollte bei beiden Quellen wegen der geringen optischen Tiefe (<0.1) der 4.8 GHz - Linie des H_2CO nicht groß sein.

In Anbetracht der wenigen korrigierten Daten muß der Gradient nicht unbedingt signifikant sein. Die f_{12}/f_{13} - Korrekturfaktoren sind bei den meisten Quellen nicht vernachlässigbar. Eine Bestimmung der f_{12}/f_{13} - Werte auch für die 24 von Gardner und Whiteoak beobachteten Molekülwolken würde die Situation erheblich verbessern.

Das $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis, gemittelt über die in Tabelle 4.3.5 angegebenen Quellen, beträgt 64±17. Mit Berücksichtigung der in diesem Wert nicht enthaltenen Quellen M17 und Cas A ist der Mittelwert vom terrestrischen $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis nicht sehr verschieden. Dies gilt noch mehr, wenn nur die Quellen mit $r_{GC} \geq 8$ kpc berücksichtigt werden.

Die korrigierten mittleren H_2CO - Verhältnisse unterscheiden sich durch 1.5 Standardabweichungen von dem Ergebnis von Wannier et al.(1976), 38±10. Wären die von diesen Autoren untersuchten ^{13}CO - Linienflügel nicht optisch dünn, wird der Unterschied sogar noch größer werden. In ihre Messungen geht zusätzlich die Annahme des terrestrischen $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnisses ein. Dickman et al. (1977, 1979) und Langer et al.(1979b) weisen auf eine anscheinend besonders starke Anreicherung an ^{13}CO in den Randgebieten von Molekülwolken hin. Es ist wahrscheinlich,

daß Wannier et al. (1976) durch die Untersuchung der Linienflügel der CO-Profile nur die äußeren Bereiche der Molekülwolken berücksichtigt haben. Dickman et al. (1977, 1979) und Langer et al. (1979b) geben für L134, B5, B335 und L1262 Werte an, die wesentlich über denen von Wannier et al. liegen.

Ist das interstellare $^{16}O/^{18}O$ - ebenso wie das $^{32}S/^{34}S$ - Verhältnis gleich dem terrestrischen, kann das höhere Ergebnis von R.W.Wilson et al. (1976), durch CS - Messungen bestimmt, als Folge der zentraleren Lage der CS - Emissionsregionen interpretiert werden. Ihr Ergebnis, 51±13, ist mit den H_2CO - Verhältnissen besser vereinbar als die auf CO - Messungen basierenden Ergebnisse.

Es würde zu weit gehen, aus den vorliegenden $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnissen Folgerungen für die chemische Entwicklung unserer Galaxis zu ziehen. Die Werte zeigen jedoch, daß die Ergebnisse von Wannier et al. mit Sicherheit eine untere Grenze darstellen. Der Unterschied zwischen dem terrestrischen und dem interstellaren $^{12}C/^{13}C$ - Isotopenverhältnis scheint doch nicht so groß zu sein wie man noch vor wenigen Jahren glauben konnte.

4.3.6 Der Fraktionierungseffekt

Die Hauptprobleme bei der Bestimmung des interstellaren $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnisses sind die Behandlung des Strahlungstransports und die Abschätzung des Fraktionierungseffektes. Während auf den Strahlungstransport hier ausführlich eingegangen werden kann, ist der Fraktionierungseffekt zur Zeit noch nicht richtig einschätzbar.

Einzelheiten zum $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis in Molekülen finden sich unter anderem bei Watson et al.(1976) und Watson (1977). Die wesentliche Reaktion mit bekannter Rate ($\langle\sigma v\rangle = 2\ 10^{-10} cm^3 s^{-1}$ bei 300K) ist

$$^{13}C^+ + {}^{12}CO \rightleftharpoons {}^{12}C^+ + {}^{13}CO + \Delta E \quad (\Delta E/k = 35K)$$

Die Effektivität dieses Vorgangs hängt wesentlich davon ab, ob andere Moleküle mit hohen Wirkungsquerschnitten in vergleichbar großer Zahl wie die CO-Moleküle vorhanden sind. Hierzu zählen z.B. das O_2, CH_4 und CO_2, deren interstellare Häufigkeit zur Zeit nicht bekannt ist. Eine dem oben aufgeführten Prozeß entsprechende Reaktion,

$$^{13}C^{+} + {}^{12}CS \rightleftharpoons {}^{12}C^{+} + {}^{13}CS + \Delta E$$

wird beim CS vermutet. Die Reaktionsrate ist in diesem Fall jedoch nicht gemessen worden. Ion-Molekül-Reaktionen sind also möglicherweise für das niedrige $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis beim CO (Wannier et al.1976) und beim CS (R.W.Wilson et al. 1976) verantwortlich. Dies ist jedoch keinesfalls gesichert, da neben möglichen Konkurrenzreaktionen auch noch das $^{16}O/^{18}O$ - bzw. das $^{32}S/^{34}S$ - Verhältnis in ihre $[^{13}C^{16}O]/[^{12}C^{18}O]$ - bzw. $[^{13}C^{32}S]/[^{12}C^{34}S]$ - Verhältnisse eingeht.

CO - Beobachtungen von Dickman et al. (1977) und Langer et al. (1979b) ergeben in mehreren nahegelegenen und daher gut auflösbaren Wolken ein variables $[^{13}C^{16}O]/[^{12}C^{18}O]$ - Verhältnis. Während der Wert am Wolkenrand extrem hoch ist (>10), liegt er im Zentrum nahe dem terrestrischen $^{13}C^{16}O/^{12}C^{18}O$ - Quotienten von 5.6. Langer et al., die sowohl den J=1→0 - als auch den J=2→1 - Obergang gemessen und Strahlungstransporteffekte berücksichtigt haben, schlagen vor, daß im Kern von Molekülwolken nach einiger Zeit fast der gesamte Kohlenstoff zur Bildung von CO - Molekülen verwendet worden ist, wodurch der $^{12}C/^{13}C$ - Wert dem terrestrischen nahekommt. In den äußeren Bereichen dagegen kann die ^{13}CO - Häufigkeit durch die oben erwähnte Ion-Molekül-Reaktion gegenüber dem ^{12}CO angereichert werden. Wannier et al., die die Linienflügel der Profile in Richtung zum Wolkenzentrum analysierten, haben auf diese Weise wahrscheinlich nur die äußeren, stark mit ^{13}CO

angereicherten Gebiete berücksichtigt und erhielten deshalb sehr niedrige $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnisse.

Eine Verringerung des $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnisses beim CO würde nur wenig ^{13}C für diejenigen Moleküle übriglassen, die nicht über eine CO enthaltende Reaktionskette entstehen. Liegt dagegen im Wolkenzentrum das $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnis wirklich in der Nähe des $^{12}C/^{13}C$ - Wertes, sollte dieser auch durch H_2CO - Beobachtungen zu bestimmen sein.

In diese Oberlegungen muß auch die Bindung von Kohlenstoff in Staubpartikeln einbezogen werden.

CO besitzt eine sehr geringe Verdampfungstemperatur (14K) auf Stauboberflächen, so daß sich nach Watson (1977) der Kohlenstoff vor allem in anderer Form anlagern sollte. Ist ^{13}C besonders in ^{13}CO angereichert, hat dies einen Oberschuß von ^{12}C in Staubteilchen zur Folge, der das $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis im interstellaren Gas verringert.

Wichtig in diesem Zusammenhang sind auch die für die Bildung des H_2CO-Moleküls verantwortlichen chemischen Reaktionen.

Die Ionen-Molekül-Reaktionsschemata sind in der Lage, die beobachteten H_2CO - Häufigkeiten zu reproduzieren (Mitchell et al. 1978). H_2CO entsteht demnach über die Zwischenstufen H_3^+, HCO^+ und CH_3^+, die wegen großer Unterschiede in den Bindungsenergien (siehe hierzu z.B. Solomon und Woolf 1973) eine Deuteriumshäufigkeit besitzen sollten, die weit über dem D/H - Wert im Sonnensystem ($[D]/[H] = 2\ 10^{-5}$, Trauger et al. 1973) liegt. Dies konnte von Hollis et al.(1976) mit $[DCO^+]/[HCO^+]$ - Werten, die um Größenordnungen über dem D/H - Wert von Trauger et al. liegen, auch nachgewiesen werden. Wenn die Vorstellungen von der Entstehung des Formaldehyds richtig sind, sollte demnach auch das $[HDCO]/[H_2CO]$ - Verhältnis weit über dem D/H - Wert im Sonnensystem liegen. HDCO wurde erstmals von Langer et al. (1979a) in Richtung auf L134N und auf die 'Heiles Cloud 2' beobachtet, womit sich die Erwartungen eines hohen $[HDCO]/[H_2CO]$ - Verhältnisses zu bestätigen scheinen.

Ähnlich wie die Deuteriumfraktionierung sollte auch eine eventuelle Kohlenstoffraktionierung temperaturabhängig sein. Da die hier beobachteten Molekülwolken eine relativ hohe Temperatur ($T_k \geq 20K$) besitzen, sollte dieser Effekt zumindest bei einem vergleichbaren oder kleineren $\Delta E / k$ nicht sehr gravierend sein. Weitere Messungen einzelner Quellen zur Bestimmung des $^{12}C/^{13}C$-Verhältnisses auf der Basis verschiedener Moleküle sind jedoch noch erforderlich, um das zu bestätigen.

Vor der ausführlichen Diskussion neuer Messungen zur Bestimmung des interstellaren $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnisses werde ich im nächsten Kapitel zunächst auf die 3_{12}-3_{13} - Linie des H_2CO eingehen. Dies geschieht aus folgendem Grund:
Die zusätzliche Beobachtung der 3_{12}-3_{13} - Linie ermöglicht eine Bestimmung von H_2-Dichten und Korrekturfaktoren, die von Inhomogenitäten der Molekülwolken im bereich der Teleskopkeule unbeeinflußt ist. Die bisherigen Ergebnisse können auf diese Weise überprüft werden.

Die Besetzungszahlen des J=2 - Niveaus werden im wesentlichen durch die H_2-Dichte bestimmt, da die Energiedifferenz in Einheiten der Temperaturskala zwischen dem J=1 - und dem J=2 - Niveau bei 6K ($<<T_k$) liegt. Die Energiedifferenz zwischen dem J=1 - und dem J=3 - Niveau beträgt $\Delta E/k$ = 18K (siehe Abbildung 1.1 und 5.1). Dieser Wert kann schon in der Nähe der kinetischen Temperatur (T_k) liegen, so daß die Besetzungszahl der J=3 - Niveaus im Gegensatz zu der des J=2 - Niveaus nicht nur von n_{H_2} sondern auch von T_k abhängig ist. Eine Beobachtung des 3_{12}-$^2 3_{13}$ - Obergangs ist daher auch ein Test für die in diesem Abschnitt verwendeten, auf CO - Messungen basierenden Temperaturen.

Mit der 3_{12}-3_{13} - Linie kann außerdem eine Bestimmung des korrigierten $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses in Richtung auf Sgr B2 durchgeführt werden, was mit der 4.8 GHz - und der 14.5 GHz - Linie allein wegen des sehr unsicheren Wertes von $\tau_{4.8} > 1$ nicht möglich war.

5. DIE 3_{12}-3_{13} - LINIE DES ORTHOFORMALDEHYDS

Die $J_{k_a k_c} = 3_{12}$-3_{13} - K-Doublettlinie bei 29.9748 GHz (Lovas et al.[a] 1979) ist bisher von Welch (1970), McCutcheon und Shuter (1974) und von Barrett und Myers (1979, unveröffentlicht) registriert worden. Welch konnte sie in Richtung auf Sgr B2 in Absorption, McCutcheon und Shuter in Richtung auf Sgr A und Barrett und Myers in Richtung auf OMC-1 in Emission nachweisen. Beide J=3 - Niveaus spielen beim Kühlungsprozess der 1_{10}-1_{11} - und der 2_{11}-2_{12} - Linie eine wichtige Rolle.

Die im letzten Abschnitt behandelten Strahlungstransportrechnungen geben auch Informationen über Anregungstemperaturen und optische Tiefen der 3_{12}-3_{13} - Linie. Ziel der Messungen war es daher, diese Voraussagen zu überprüfen und damit die Zuverlässigkeit der berechneten H_2-Dichten und Korrekturen hinsichtlich der Isotopenverhältnisse zu testen.

Bei Dichten um $10^6 cm^{-3}$ zeigen die Modellrechnungen, daß sich die Anregungstemperatur des 3_{12}-3_{13} - Obergangs sehr ähnlich der des 1_{10}-1_{11} - und des 2_{11}-2_{12} - Obergangs einstellt. Sie liegt dann in allen drei Fällen über 2.7K.

Eine starke Besetzung der J=3 - Niveaus setzt eine hohe Dichte voraus. Die beobachtete 29.0 GHz - Linie sollte daher nur aus den zentralen Teilen der Wolken stammen. Die optischen Tiefen der Absorptionslinien wurden wieder nach Gleichung 2.2.5 ($\tau = -\ln(1 - |T_L|/T_c)$) bestimmt. Eine Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Beziehung ist die Bedingung $T_c >> |T_{ex} - 2.7|$. Nach T.L.Wilson et al.(1979) ist die Kontinuumstemperatur T_c der hier beobachteten Quellen mit Ausnahme von OMC-1 bei 23 GHz höher als 15K. Das ist wesentlich mehr als die Differenz zwischen der Anregungstemperatur der 3_{12}-3_{13} - Linie und der Temperatur des Mikrowellenhintergrundes. Die optischen Tiefen mit einem Fehler von etwa 20 Prozent sind in Tabelle 5.1

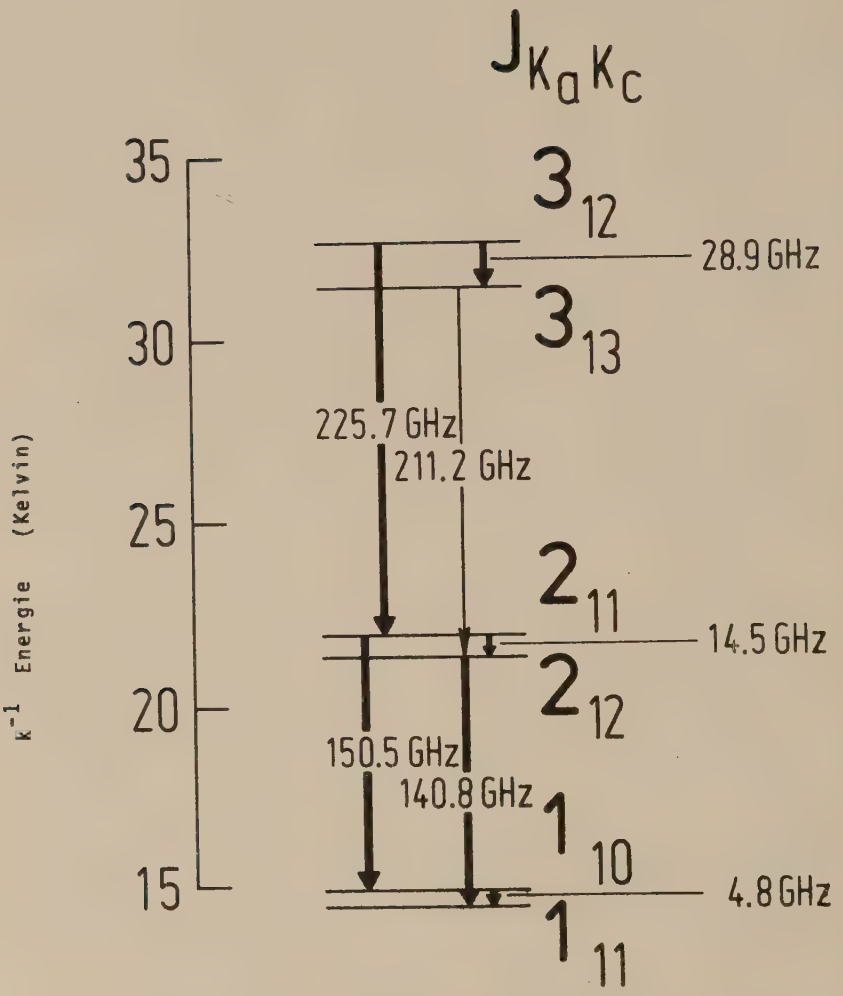


Abbildung 5.1: Niveauschema des Orthoformaldehyds im Zustand k_a=1 für die unteren drei Rotationsniveaus.

(1) Quelle	(2) Koordinaten	(3) opt. Tiefe	(4) $\Delta v_{1/2}$ (kms^{-1})	(5) v_{LSR} (kms^{-1})	(6) Säulendichte/ Anregungstemperatur $N_{3_{13}}/T_{ex_{3_{13}}}$ ($cm^{-2}K^{-1}$)
W3 A	$2^h21^m57^s$ $61^o52'41"$	$\leq$ 0.03	/	/	/
Sgr B2	$17^h44^m10^s$ $-28^o22'12"$	0.1 ± 0.02	24.0	68	$3\ 10^{13} \pm 0.6\ 10^{13}$
W33	$18^h11^m18^s$ $-17^o56'45"$	0.1 ± 0.02	6.8 a)	34	$1\ 10^{13} \pm 0.2\ 10^{13}$
W51	$19^h21^m24^s$ $14^o24'52"$	$\leq$ 0.03	/	/	/
DR 21	$20^h37^m14^s$ $42^o09'10"$	$\leq$ 0.1	/	/	/

Tabelle 5.1: Optische Tiefen, Halbwertsbreiten, Radialgeschwindigkeiten und Säulendichten der 3_{12}-3_{13} - Absorptionslinien bei 29.0 GHz

a) Die geringe Auflöung des Spektrometers (3.24 kms^{-1}) wurde berücksichtigt.

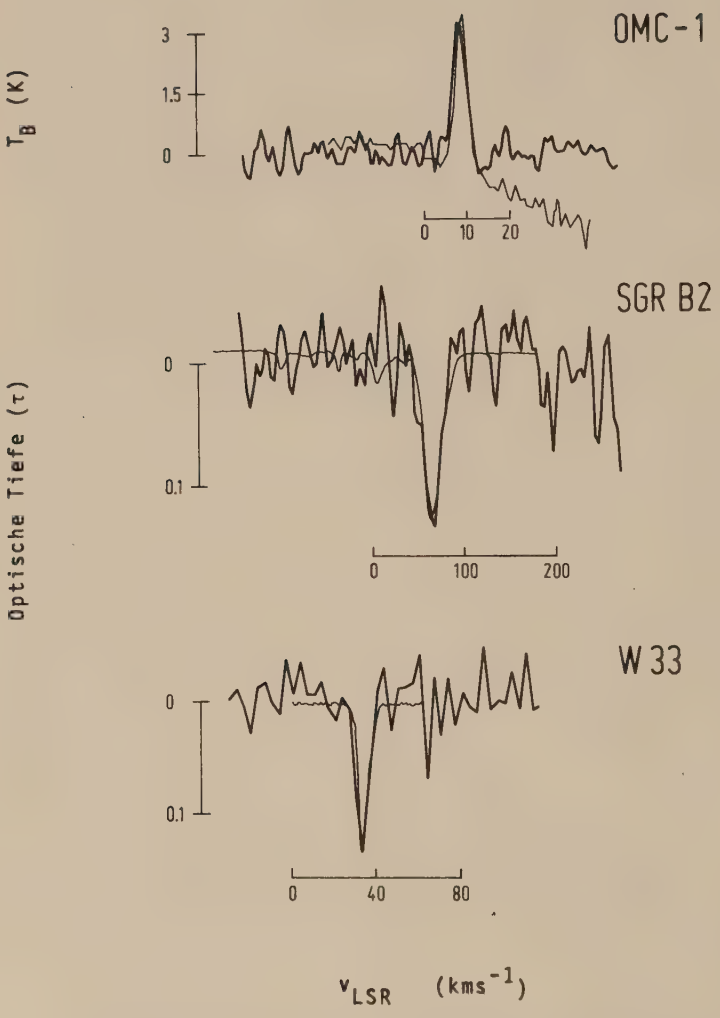


Abbildung 5.2: Vergleich der 3_{12}-3_{13} - Profile mit den durch dünne Linien dargestellten 2_{11}-2_{12} - (OMC-1, Evans et al. 1975b) und 1_{10}-1_{11} - Linien (Sgr B2, W33, T.L.Wilson et al. 1976).

aufgelistet.

Abbildung 5.2 enthält einen Vergleich der 3_{12}-3_{13} - Linienprofile von Sgr B2, W33 und OMC-1 mit dem 1_{10}-1_{11} - Obergang von Sgr B2 und W33 (T.L.Wilson et al. 1976) und dem 2_{11}-2_{12} - Obergang von OMC-1 (Evans et al. 1975b). Die Profilformen stimmen so gut überein, daß wir zunächst einmal annehmen können, die Linien stammten aus demselben Raumvolumen. Dies ist insofern bemerkenswert, als der Keulendurchmesser mit 35" aufgrund der hohen Frequenz der 3_{12}-3_{13} - Linie wesentlich kleiner als bei den 2_{11}-2_{12} - und 1_{10}-1_{11} - Obergängen (in beiden Fällen 2.6') ist.

5.1 Die 3_{12}-3_{13} - Linie in Absorption

In Abbildung 5.1.1 ist der Quotient der optischen Tiefen der 3_{12}-3_{13} - und 2_{11}-2_{12} - Linie ($\tau_{29.0}/\tau_{14.5}$) als Funktion von $\tau_{14.5}/\tau_{4.8}$ (siehe Abbildung 4.3.1) aufgetragen. Alle in Tabelle 5.1 berücksichtigten Quellen sind eingezeichnet. Das Schaubild enthält, wie schon Abbildung 4.3.1, die H_2-Dichte als Parameter. Da wir jedoch jetzt drei Linien zur Verfügung haben, geben beide Achsen des Diagramms, im Gegensatz zu Abbildung 4.3.1, Verhältnisse optischer Tiefen an. Das hat folgenden Vorteil: Verhältnisse, zumindest solange beide Linien optisch dünn sind, sind unabhängig von der Homogenität der Molekülwolke vor der Kontinuumsquelle. Es ist nicht mehr wichtig, zu wissen, ob die Molekülwolke die gesamte Hintergrundquelle oder nur einen Teil davon bedeckt. Dagegen geht die Geometrie der Wolken nach wie vor in die theoretischen Kurven ein. Ich habe wieder sphärische Symmetrie vorausgesetzt.

Es ergibt sich, wie schon in Abschnitt 4.3, eine H_2-Dichte von ungefähr $10^5 cm^{-3}$. Die Korrektur aufgrund der Inhomogenität der Molekülwolken kann daher nicht groß sein, was schon nach den Messungen von Fomalont und Weliachew (1973) mit einer Auflösung von 40"×60" vermutet werden konnte.

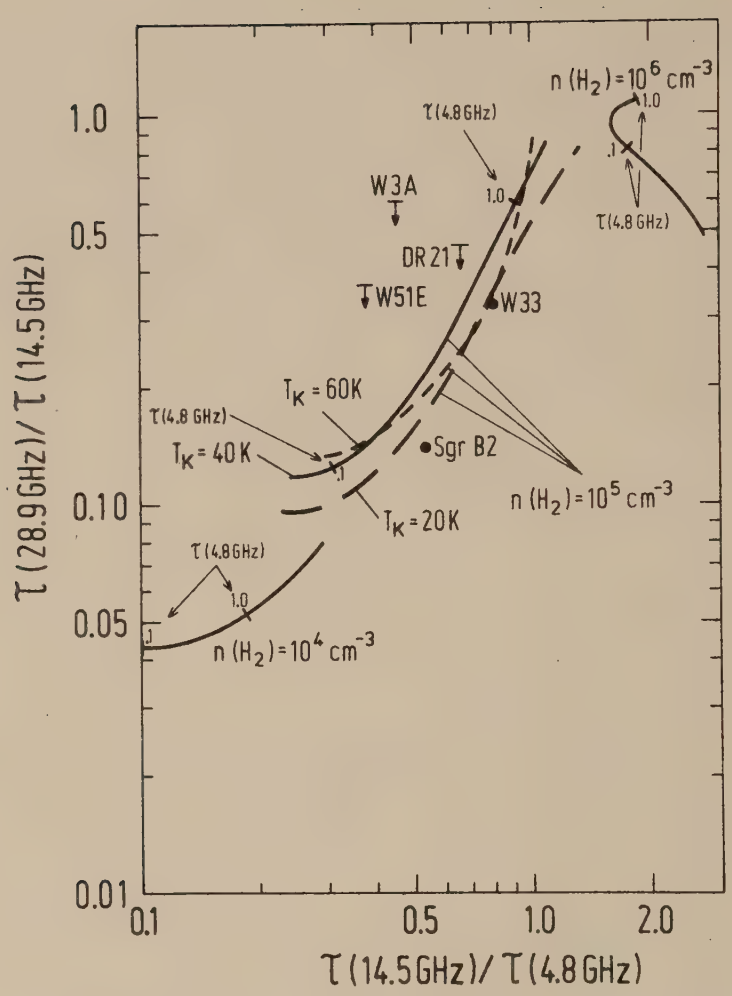


Abbildung 5.1.1: Die Teilchendichte n_{H_2} als Funktion der Quotienten der optischen Tiefen der 1_{10} - $^2 1_{11}$ - Linie bei 4.8 GHz, der 2_{11}-2_{12} - Linie bei 14.5 GHz und der 3_{12}-3_{13} - Linie bei 29.0 GHz. Alle nicht gestrichelt eingezeichneten Kurven beziehen sich auf T_k=40K. Während ihre Anfangspunkte den optisch dünnen Grenzfall darstellen, sind ihre Endpunkte willkürlich gewählt.

Die in Abschnitt 4.3 ermittelten H_2-Dichten für W3, W51 (G49.5-0.4) und DR 21 sind mit den oberen Grenzen der optischen Tiefen des 3_{12}-3_{13} - Obergangs vereinbar. Die optische Tiefe dieser Linie bei W33 stimmt mit den Voraussagen des letzten Kapitels (n_{H_2} = 2 10^5 cm^{-3}, T_k = 21 K) überein. In Anbetracht der Tatsache, daß diese Voraussagen stark von der durch CO - Messungen (siehe Tabelle 4.3.3) bestimmten kinetischen Temperatur und von kleinen Fehlern im Verhältnis der optischen Tiefen der 1_{10}-1_{11} - und 2_{11}-2_{12} - Linien abhängen, ist die Obereinstimmung ausgezeichnet.

Die Interpretation der Sgr B2 - Daten ist wegen der hohen optischen Tiefe der 1_{10}-1_{11} - Linie komplizierter als bei W33. Zunächst einmal ist die von Welch (1970) angegebene optische Tiefe um den Faktor acht größer als die in Tabelle 5.1 aufgeführte. Zwar ist die Winkelauflösung von Welch (etwa 2') beträchtlich geringer, als die der vorliegenden Messungen (35"). Das heißt, bei Welch befindet sich die nördliche kompakte Kontinuumsquelle von Sgr B2(siehe Rogstad et al. 1974) noch innerhalb des Keulendurchmessers, während dies bei den vorliegenden Messungen nicht mehr der Fall ist. Trotzdem sollten die optischen Tiefen nicht um eine Größenordnung auseinanderliegen. Die stärkste kompakte Quelle, die südliche, die bei 22.4 GHz im Kontinuum etwa doppelt so stark wie die nördliche (C. Thum, persönliche Mitteilung) ist, liegt nämlich innerhalb des Keulendurchmessers beider Beobachtungen.Beide Messungen sind daher miteinander unvereinbar. Ich gehe davon aus, daß der in Effelsberg gemessene Wert $\tau_{29.0}$ = 0.1 der bessere ist. Er paßt in das Diagramm von Abbildung 5.1.1, während das Ergebnis von Welch keiner H_2-Dichte zuzuordnen ist und damit den Meßergebnissen bei 4.8 GHz (1_{10}-1_{11} - Linie) und 14.5 GHz (2_{11}-2_{12} - Linie) widerspricht.

Da sich die Struktur der Kontinuumsquelle mit der Frequenz ändert (siehe hierzu z.B. die Diskussion von Thum et al. 1978) und hier nur der Kern der Kontinuumsquelle interessiert, wurde die durch Interferometermessungen von Rogstad et al. (1974) bei 4.8 GHz bestimmte optische Tiefe, $\tau_{4.8} = 1.8$, verwendet. Die weiter außen liegenden Regionen der Kontinuumsquelle spielen bei der 14.5 GHz (2_{11}-2_{12}) - und 29.0 GHz (3_{12}-3_{13}) - Linie nur eine untergeordnete Rolle. Die optische Tiefe bei 14.5 GHz wurde mit $\tau_{14.5} = 0.9$ (bisher unveröffentlichte Messungen mit dem 100m - Teleskop in Effelsberg, Auflösung: 1.0'), bei 29.0 GHz nach Tabelle 5.1 mit 0.1 angesetzt.

Als kinetische Temperatur wurde 50K angenommen. Das ist die von Winnewisser et al. (1979) durch NH_3 - Beobachtungen in Absorption bestimmte untere Grenze. T_k=20K wurde von Scoville et al.(1975) mit Hilfe von Emissionslinien verschiedener Moleküle und Infrarotdaten geringer Auflösung abgeleitet. Da es sich beim H_2CO wie beim NH_3 um Absorptionslinien handelt, wurde der Wert von Winnewisser et al. vorgezogen.

Mit Hilfe des Modells ergibt sich eine H_2-Dichte von $10^{4.2} cm^{-3}$ und eine H_2CO - Konzentration von $[H_2CO]/(dv/dr) = 4.5\ 10^{-5} cm^{-3} spc/km$. Die Säulendichte beträgt $10^{15.5} cm^{-2}$ und läßt eine Wolkenausdehnung von einigen Parsec entlang dem Sehstrahl vermuten.

Die niedrige Teilchendichte ($10^{4.2} cm^{-3}$) ist mit den nicht thermalisierten Anregungstemperaturen der NH_3 - Inversionsübergänge nach Winnewisser et al. gut vereinbar. Dagegen sind Dichten $\geq 10^5 cm^{-3}$ erforderlich, um die HC_3N - Emissionslinienbeobachtungen von Morris et al.(1976) zu erklären. Dieser Unterschied kann durch bisher nicht aufgelöste Strukturen in der Molekülwolke hervorgerufen werden.

Als weiteres Indiz dafür, daß das einfache sphärische Modell konstanter Dichte nicht der Wirklichkeit entspricht, können die Linienprofile angesehen werden. In den Linien-

flügeln der 1_{10}-1_{11} - Linie, wo die optische Tiefe auch beim H_2CO kleiner als eins ist, sollte das Verhältnis der Linientemperaturen des H_2CO und des $H_2{}^{13}CO$ ($T_{L_{12}}/T_{L_{13}}$) anwachsen und den wirklichen Wert des unkorrigierten $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnisses erreichen. Das ist jedoch nicht der Fall. Das $T_{L_{12}}/T_{L_{13}}$ - Verhältnis ist über den gesamten Bereich der Linie konstant (Gardner et al. 1971, T.L.Wilson et al. 1976, T.L.Wilson und Bieging 1977). Es ist daher wahrscheinlich realistischer, statt einer einzigen sphärischen Wolke mehrere Molekülwolken anzunehmen, die alle das gleiche $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis besitzen und deren Linienprofile sich zu dem beobachteten Gesamtprofil überlagern.

Das $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis ohne Berücksichtigung des Trapping-Effektes beträgt nach T.L.Wilson et al.(1976) 10, nach Gardner und Whiteoak (1979) 15 und nach neuen unveröffentlichten Messungen am 100m-Teleskop in Effelsberg (T.L.Wilson, C.Henkel) 12.

Diese Werte sind nur untere Grenzen, da wegen der optisch dicken H_2CO - Linie bei 4.8 GHz eine inhomogene Molekülwolke $\tau_{4.8}$ und damit auch das $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis erhöhen würde.

Die optischen Tiefen der 4.8 GHz - Linie von T.L.Wilson et al.(1976) , $\tau_{4.8}$ = 1.32 bei einer Auflösung von 2.6', und von Gardner und Whiteoak (1979), $\tau_{4.8}$ = 1.8 bei einer Auflösung von 4.3', sind dem durch Interferometermessungen von Rogstad et al.(1974) bestimmten Wert, $\tau_{4.8}$ = 1.8 bei einer Auflösung von 20"×40",ähnlich. Da die optische Tiefe offenbar nicht stark von der Auflösung der Messungen abhängt, sollten Inhomogenitäten der Molekülwolke keine wichtige Rolle spielen.

Der Korrekturfaktor f_{12}/f_{13} zum Ausgleich des Trapping-Effektes liegt ungefähr bei zwei. Das wahre $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis sollte daher in Übereinstimmung mit auf anderen Molekülen basierenden Ergebnissen (z.B. Wannier und Linke 1978) etwa bei 25 liegen. Das ist im Vergleich zu den in

Abschnitt 4.3 bestimmten Werten sehr wenig. Dieses Ergebnis ist deshalb besonders wichtig, weil in Abschnitt 4.3 keine Quellen in der Nähe des galaktischen Zentrums untersucht worden sind. Der hier gefundene Wert unterstützt die Annahme eines galaktischen $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Gradienten mit besonders kleinen Werten in der Nähe des galaktischen Zentrums.

Mezger et al.(1979) haben das O/H - Verhältnis in verschiedenen HII-Regionen in Abhängigkeit von der Entfernung zum galaktischen Zentrum untersucht. Sie erhielten erwartungsgemäß einen hohen Wert in der Nähe des galaktischen Zentrums, doch liegen ihre Werte bei 4 Kpc noch höher. Keine der vorliegenden Messungen bezieht sich auf Quellen in diesem Bereich. Eine Erweiterung der $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Daten auf Wolken mit $r_{GC} \approx 4$ Kpc ist daher in diesem Zusammenhang wünschenswert.

5.2 O M C - 1

Strahlungstemperaturen, Halbwertsbreiten und Radialgeschwindigkeiten der fünf beobachteten 3_{12}-3_{13} - Linienprofile von OMC-1 sind in Abbildung 5.2.1 angegeben. Die Geschwindigkeiten und Linienbreiten stimmen mit den NH_3-Werten von T.L.Wilson et al.(1979b) überein. Dagegen liegt das Zentrum der NH_3-Emission, der Mittelpunkt von Abbildung 5.2.1, mindestens um $\Delta(\alpha,\delta) = (+15",+15")$ vom Zentrum der 3_{12}-3_{13} - H_2CO - Emission entfernt.

Die Beobachtungen wurden bei Sonnenuntergang durchgeführt, so daß Pointingfehler bis zu 10" als möglich erscheinen. Dies ist aber noch nicht ausreichend, um eine Koordinatendifferenz von vielleicht 20" zu erklären. Der Unterschied in den Positionen stärkster NH_3- und H_2CO- Emission ist daher aller Wahrscheinlichkeit nach kein vorgetäuschter Effekt.

Die Position mit stärkster H_2CO - Emission kann sich in demselben Gebiet befinden, in dem die Infrarotquelle IRS3 (Wynn - Williams und Becklin, 1974) und die Stellen stärkster

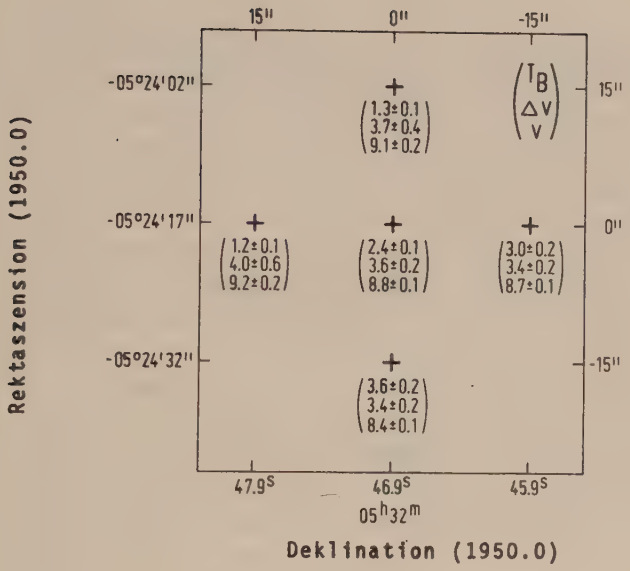


Abbildung 5.2.1: Strahlungstemperaturen T_B(K), Halbwertsbreiten Δv (kms^{-1}) und Radialgeschwindigkeiten v_{LSR}(kms^{-1}) der 3_{12}-3_{13} - Linienprofile von OMC-1

H_2O-, OH- und SiO-Emission liegen. Um dies eindeutig zu zeigen, sind aber noch weitere Messungen im Südwesten des NH_3-Zentrums erforderlich.

Die Ausdehnung der 3_{12}-3_{13} - Emission kann, solange die Lage des Zentrums noch nicht feststeht, noch nicht mit Sicherheit bestimmt werden. Setzen wir der Einfachheit halber voraus, daß die Hauptachsen der H_2CO - Emission denen des (α,δ) - Koordinatensystems entsprechen, ergibt sich eine Ausdehnung von 50" in Rektaszension und 40" in Deklination. Darin ist der Keulendurchmesser mit 35" noch enthalten. Die Linientemperaturverteilung entlang der α-Achse ist mit einer Gaußverteilung (Halbwertsbreite 50") vereinbar, nicht jedoch die der δ-Achse. Die Strahlungstemperatur bei (0",15") ist doppelt so groß wie bei einer Halbwertsbreite von 40" zu erwarten.

Nehmen wir trotzdem in beiden Fällen eine Gaußverteilung an, ergibt sich nach der Entfaltung der Linientemperaturverteilung eine Ausdehnung von (α,δ) = (35"×20"). Das Modell von Evans et al.(1979) für die H_2CO - Emission in OMC-1 sagt in guter Obereinstimmung mit diesem Ergebnis eine kompakte Quelle mit einer Ausdehnung von 25" voraus.

Um detaillierte Voraussagen des Modells von Evans et al. zu testen, wurde wieder das Strahlungstransportprogramm wie in Abschnitt 4.3 und 5.1 verwendet. Als Temperatur wurde 70K, als Teilchendichte $n_{H_2} = 10^6 cm^{-3}$ angenommen. Mit $[H_2CO]/(dv/dr) = 10^{-3} cm^{-3}$ pc $km^{-1} s$, was einer Orthoformaldehyd-Säulendichte von $10^{16} cm^{-2}$ entspricht, ergibt sich für die 3_{12}-3_{13} - Linie ungefähr T_B = 10K (Strahlungstemperatur) und eine optische Tiefe von 1. Das ist mit den Werten von Tabelle 5.2.1 vereinbar, wenn die angenommene Ausdehnung der Quelle der wirklichen nahekommt. Ähnliche Werte gelten auch für die 2_{11}-2_{12} - Linie.

Die Masse der zentralen Region, die für die Emission der 3_{12}-3_{13} - Linie verantwortlich ist, beträgt fünf bis zehn Sonnenmassen, wenn es sich um ein sphärisches Gebiet mit einem Radius von $r = 10^{17}$cm (= 14" bei 500 pc Entfernung) handelt. In diesem Fall sind die Gravitationsenergie ($3GM^2/5r$) und die aus den Linienbreiten abgeleitete 'Turbulenzenergie' ($0.5Mv_T$, $v_T \approx 3$ Kms^{-1}) ungefähr gleich groß, so daß sich die Molekülwolke gemäß dem Virialsatz im Gleichgewicht befinden könnte.

Möglicherweise befinden sich in der Wolke oder in ihrer unmittelbaren Umgebung junge Sterne. Eine Identifikation von Regionen starker 3_{12}-3_{13} - Emission mit Infrarotobjekten ist aber mit dem vorliegenden Beobachtungsmaterial noch nicht möglich.

6. DAS $^{16}O/^{18}O$ - VERHÄLTNIS IM INTERSTELLAREN MEDIUM

Der ^{16}O - Kern verdankt seine Entstehung dem Kohlenstoffbrennen und gehört wie der ^{12}C - Kern zu den primär erzeugten Isotopen. ^{18}O ist dagegen ein sekundäres Produkt der Nukleosynthese. Einzelheiten hierzu finden sich bei Truran (1977). Aus dem Zwischenprodukt mit der größten Lebensdauer beim CNO - Zyklus, dem ^{14}N, kann durch Fusion mit einem α-Teilchen und anschließendem inversen β - Zerfall ^{18}O entstehen.

Quantitativ ist das Problem der Bildung von ^{16}O und ^{18}O noch nicht gelöst. Einerseits ist die $^{12}C(\alpha,\gamma)^{16}O$ - Reaktionsrate nicht genau bekannt. Andererseits läßt sich zwar die Entstehung des ^{18}O mit $^{14}N(\alpha,\gamma)^{18}F(e^{+}\nu)^{18}O$ erklären, doch führen weitere Reaktionen bei den sehr hohen Temperaturen im Innern massereicher Sterne zu einer schnellen Zerstörung dieses Kerns. Eine höhere Lebensdauer besitzt der ^{18}O - Kern bei Sternen mit ungefähr zwei Sonnenmassen. Hier ist aber fraglich, wie das mit ^{18}O angereicherte Material dem interstellaren Medium zugeführt werden kann. Weniger Probleme in dieser Hinsicht bietet die ^{18}O - Entstehung während explosiver Phasen des Heliumbrennens. Doch ist hier die Theorie noch nicht weit genug entwickelt, um präzise quantitative Aussagen machen zu können.

Beim ^{18}O handelt es sich wie beim ^{13}C um einen nicht primär entstandenen Kern. Das $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis kann daher wie das $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis einen Gradienten mit besonders kleinen $^{16}O/^{18}O$ - Werten in der Nähe des galaktischen Zentrums aufweisen.

Beobachtungen des $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnisses sind wegen des, wie wir sehen werden, sehr hohen Wertes viel seltener als Vergleiche zwischen den Kohlenstoffisotopen ^{12}C und ^{13}C. Das terrestrische $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis beträgt nach Wedepohl (1969) 500±25.

6.1 Bisherige Messungen

Eine direkte Bestimmung des $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnisses war bislang nur durch Beobachtung des OH - Moleküls in einigen wenigen Quellen möglich. Diese Messungen wurden von W.J.Wilson und Barrett(1970), Gardner et al.(1970) und Whiteoak und Gardner (1975, 1978) durchgeführt. Für die 40 kms^{-1}- Komponente von Sgr A ergab sich ungefähr $[^{16}OH]/[^{18}OH] = 300$, für die 60 kms^{-1} - Komponente von Sgr B2 $[^{16}OH]/[^{18}OH] = 250$ und für die -130 kms^{-1} - Komponente $[^{16}OH]/[^{18}OH] = 500$, ein allerdings sehr unsicherer Wert.

Als wichtigste Fehlerquelle sind die optischen Tiefen der ^{16}OH - Linien, die Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht zeigen, anzusehen. Hinzu kommt, daß Linien mit $\tau \geq 1$ bei einer inhomogenen Wolkenstruktur im Bereich der Teleskopkeule zu einer Unterschätzung des wahren Verhältnisses führen.

Für RCW38 und RCW57 ergaben sich wie in der Nähe des galaktischen Zentrums Werte, die erheblich unter dem terrestrischen liegen. Dagegen ist das Verhältnis bei NGC 2024 größer gleich 530. In diesem Fall konnte für die Linientemperatur der ^{18}OH - Linie bei 1.639 GHz nur eine obere Grenze angegeben werden.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß nahe dem galaktischen Zentrum das $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis möglicherweise unter dem terrestrischen Wert liegt. Dagegen ist das Verhältnis in 10 Kpc Entfernung vom galaktischen Zentrum sehr variabel. NGC 2024 besitzt einen Wert, der größer als 500 ist, während das $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis für RCW38 und RCW57 niedriger liegt. Doch das Datenmaterial reicht hier noch nicht aus, um zu entscheiden, ob der durchschnittliche Wert in der Umgebung der Sonne mehr dem terrestrischen oder dem des galaktischen Zentrums ähnelt.

Von besonderer Wichtigkeit für die in Abschnitt 6.2 diskutierten Messungen des $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Wertes sind die Bestimmung des $[{}^{13}C^{16}O]/[{}^{12}C^{18}O]$ - Verhältnisses durch Wannier et al.(1976) mit einem Durchschnittswert von 14 und die $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Messungen von Tucker et al.(1979) mit einem Mittelwert von 6.5. Zusätzlich sind noch die $[{}^{13}C^{16}O]/[{}^{12}C^{18}O]$ - Messungen von Penzias et al.(1971) mit 10 (W51) und die $[H_2CO]/[H_2C^{18}O]$ - Beobachtungen von Gardner et al. (1971) mit dem gleichen Wert für Sgr B2 zu erwähnen.

Das terrestrische ${}^{13}C^{16}O/{}^{12}C^{18}O$ - Verhältnis beträgt 5.6.

6.2 Bestimmung des $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Verhältnisses

Ziel der Beobachtungen war eine Oberprüfung der bisherigen Meßergebnisse. Es sollte festgestellt werden, ob das ${}^{13}C^{16}O/{}^{12}C^{18}O$ - Verhältnis im interstellaren Medium dem terrestrischen ähnelt (Tucker et al.1979) oder, wie von Wannier et al.(1976), Penzias et al.(1971) und Gardner et al. (1971) vermutet wurde, etwa doppelt so groß ist.

Die Linienprofile zeigt Abbildung 6.2.1. Tabelle 6.2.1 enthält die Koordinaten, die Kontinuumstemperaturen, die Linienparameter, die nach Gleichung 2.2.5 bestimmten optischen Tiefen und die resultierenden $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Quotienten. Letztere wurden auf drei verschiedene Weisen ermittelt. Die Bestimmungsverfahren wurden in Abschnitt 4.2 ausführlich diskutiert.

1) Vergleich der optischen Tiefen des Lininezentrums:
   Während die Verhältnisse von W33 und W51 hinsichtlich der unterschiedlichen Hyperfeinstrukturaufspaltung der Linien korrigiert werden mußten, konnte die Korrektur bei den beiden anderen Quellen wegen ihrer großen Linienbreiten entfallen.

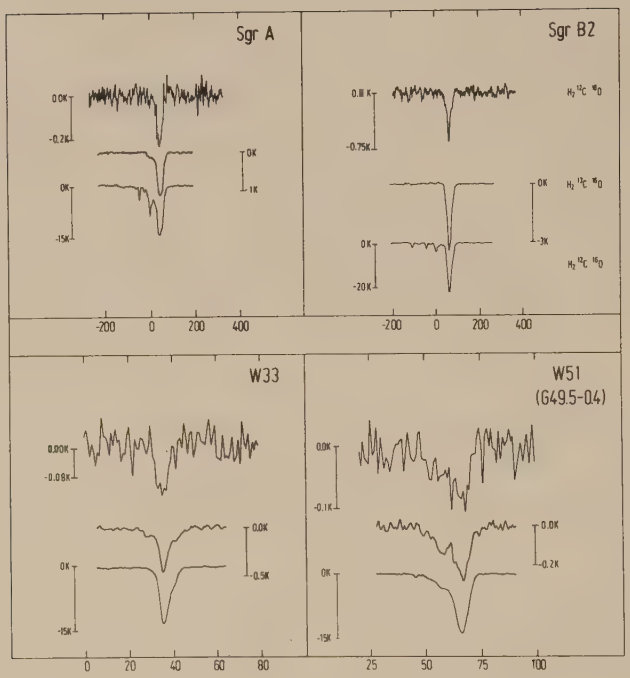


Abbildung 6.2.1: H_2CO- (unten), $H_2{}^{13}CO$- (Mitte) und $H_2C^{18}O$- (oben) Profile

2) Vergleich der mit Hilfe eines Planimeters bestimmten Linienintegrale:

Da wegen der geringen optischen Tiefen die Linientemperatur proportional zur optischen Tiefe ist, erübrigte sich eine Korrektur, wie sie oben mit Hilfe der Gleichungen 4.2.2 und 4.2.3 durchgeführt wurde. Der Fehler entspricht wieder einem Drittel der Fläche zwischen dem mittleren $H_2C^{18}O$ - Profil und der oberen bzw. unteren Einhüllenden.

3) Bestimmung des Verhältnisses durch einen Fit.

Quelle	Sgr A	Sgr B2	W33	W51
Koordinaten	$17^h42^m31^s$	$17^h44^m11^s$	$18^h11^m19^s$	$19^h21^m26^s$
(1950.0)	$-28^o59'21"$	$-28^o21'57"$	$-17^o56'46"$	$14^o24'40"$
Antennentemperatur des Kontinuums	111	33.2	32.0	78.6
$H_2C^{18}O$ - Linien				
Antennentemperatur(K)	-0.20±0.02	-0.70±0.05	-0.14±0.02	-0.08±0.01
Halbwertsbreite(kms^{-1})	31.0	20.0	4.3	7.6
v_{LSR} (kms^{-1})	42.5	62.5	33.8	66.4
Optische Tiefe	(1.8±0.2) 10^{-3}	(2.1±0.1) 10^{-2}	(4.4±0.6) 10^{-3}	(9.5±1.0) 10^{-4}
$H_2{}^{13}CO$ - Linien				
Optische Tiefe [a]	(9.9±0.2) 10^{-3}	(1.10±0.03) 10^{-1}	(1.6±0.1) 10^{-2}	(3.2±0.1) 10^{-3}
$[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$-Verhältnis [b]				
Optische Tiefen				
(Linienzentrum)	6.4±1.3	5.4±0.6	4.3±0.6	4.0±0.4
Linienintegral	8.6±2.2	6.5±0.5	3.9±0.7	2.4±0.2
Fit	5.7±1.5	6.1±1.4	3.6±0.1	3.6±0.1

a) T.L.Wilson et al. (1976)

b) Die Ergebnisse hinsichtlich der $H_2{}^{13}CO$ - Linien basieren sowohl auf den Messungen von T.L.Wilson et al. als auch auf eigenen Beobachtungen (Sommer 1978).

Tabelle 6.2.1: Koordinaten, Linientemperaturen, Halbwertsbreiten, Radialgeschwindigkeiten, optische Tiefen der $H_2C^{18}O$ - Linien und $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$- Verhältnisse.

Quelle	$[H_2{}^{13}CO] / [H_2C^{18}O]$		$[{}^{13}C^{16}O]/[{}^{12}C^{18}O]$
	Ergebnisse nach Tabelle 6.2.1 [a]	Tucker et al.(1979)[a]	Wannier et al. (1976)[b]
Sgr A	6.4±1.3	6.5±0.8	/
Sgr B2	5.4±0.6	6.0±0.4	11 ±1
W33	4.3±0.6	6.9±1.0	/
W51	4.0±0.4	/	7.8±0.5
Mittelwert	5.0±1.1	6.5±0.5	/

a) Die Werte sind aus den optischen Tiefen der Linienzentren abgeleitet. Fehler: Eine Standardabweichung.
b) Die Werte sind aus den Linienflügeln abgeleitet (siehe T.L. Wilson und Bieging, 1977).

Tabelle 6.2.2: Vergleich der $[{}^{13}C^{16}O]/[{}^{12}C^{18}O]$ - Ergebnisse mit den $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$- Messungen.

Tabelle 6.2.2 vergleicht die wichtigsten Ergebnisse miteinander. Sowohl bei den vorliegenden Messungen als auch bei Tucker et al.(1979) ist der Wert für Sgr B2 nur etwa halb so groß wie der von Gardner et al.(1971) angegebene. Da die Messungen von Tucker et al. eine Auflösung von 7', die vorliegenden Beobachtungen eine Auflösung von 3.5' besitzen, ist das hohe Ergebnis von Gardner et al. mit 5' sicher nicht auf einen vom Keulendurchmesser abhängigen Effekt zurückzuführen.

Die in Tabelle 6.2.2 angegebenen $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Quotienten basieren auf den optischen Tiefen der Linienzentren. Dieses Bestimmungsverfahren ist von Unsicherheiten in der Basislinienbestimmung besonders unabhängig und damit für die Profile mit großen Halbwertsbreiten (Sgr A, Sgr B2) gut geeignet.

Drei wesentliche Schlußfolgerungen sind aus den vorliegenden Beobachtungen zu ziehen:

(1) Das $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Verhältnis ist 5±1. Dieser Wert ist mit dem terrestrischen $^{13}C^{16}O/^{12}C^{18}O$ - Verhältnis und den Ergebnissen von Tucker et al.(1979) gut vereinbar.

(2) Die Resultate der H_2CO - Beobachtungen weichen stark von denen der CO - Messungen von Wannier et al.(1976) mit einem Mittelwert von 14 ab.

(3) Es gibt keinen Hinweis auf einen galaktischen $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Gradienten.

Der große Unterschied zwischen den aus CO - und aus H_2CO - Beobachtungen abgeleiteten Werten kann mit einem variablen $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnis innerhalb der Molekülwolken erklärt werden (Langer 1976, Langer et al. 1979b). Die äußeren Gebiete einer Wolke, die besonders in die Linienflügel der CO - Profile eingehen, sind stark mit ^{13}CO angereichert. Der mit Hilfe der Linienflügel bestimmte $[^{13}C^{16}O]/[^{12}C^{18}O]$ - Wert ist daher höher als das mittlere $^{13}C^{16}O/^{12}C^{18}O$ - Verhältnis im interstellaren Medium (siehe hierzu Abschnitt 4.3.6).

Ein ähnlicher Mechanismus sollte bei den Sauerstoffisotopen ^{16}O und ^{18}O nicht auftreten. Zunächst einmal liegt die Ionisationsenergie des Sauerstoffs mit 13.6 eV bei der des Wasserstoffs, so daß außerhalb von HII-Regionen OI nicht durch Photoionisation in OII umgewandelt werden kann. Tritt trotzdem OII auf, etwa als Folge der kosmischen Strahlung, reagiert es im Gegensatz zum CII - Ion sehr schnell mit den H_2-Molekülen und steht daher für Austauschreaktionen ($^{18}O^+ + C^{16}O \rightleftharpoons {}^{16}O^+ + C^{18}O$) nicht zur Verfügung. Eine entsprechende Reaktion mit neutralem Sauerstoff ($^{18}O + C^{16}O \rightleftharpoons {}^{16}O + C^{18}O$) wird durch eine geringe Reaktionsrate bei 300 K (Watson 1977) und eine Energiebarriere bei den hier auftretenden Temperaturen ($10K \leq T_k \leq 70K$) verhindert.

Einen weiteren Hinweis auf die Richtigkeit der H_2CO - Ergebnisse ergeben die HCO^+ - Messungen von Langer et al. (1978), die ebenfalls einen Wert erhalten, der dem terrestrischen ähnlich ist.

Die bisherigen Messungen beziehen sich auf nur wenige Quellen, so daß ein galaktischer $^{13}C^{16}O/^{12}C^{18}O$ - Gradient noch nicht mit Sicherheit auszuschließen ist. Die mögliche Variation des $^{13}C^{16}O/^{12}C^{18}O$ - Verhältnisses in Abhängigkeit von der Entfernung vom galaktischen Zentrum sollte aber geringfügig sein.

Nehmen wir nach Abschnitt 5.1 ein $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO]$ - Verhältnis von 30 für Sgr B2, ein Verhältnis von 70 für W33 und W51 (siehe Abschnitt 4.3) an, so ergibt sich als $[H_2C^{16}O]/[H_2C^{18}O]$ - Verhältnis für Sgr B2 ein Wert unter 200, für W33 und W51 ungefähr 300. Mit dem Ergebnis von Tucker et al.(1979) für W33, 6.9 erhalten wir dagegen etwa 500.

Die Annahme von Wannier et al. (1976), das $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis entspreche überall dem terrestrischen, ist also falsch. Der hohe Mittelwert von 14 bei den CO - Messungen weist außerdem darauf hin, daß zwar beim ^{13}CO Fraktionierung eine wichtige Rolle spielt, nicht jedoch beim $C^{18}O$.

In diesem Zusammenhang wäre eine Messung des $[H_2CO]/[H_2C^{18}O]$ - Verhältnisses von NGC 2024 besonders interessant. Dies ist die einzige bisher bekannte Quelle mit einem das terrestrische Verhältnis von 500 übertreffenden $[^{16}OH]/[^{18}OH]$ - Wert ($\geq$ 530, Whiteoak und Gardner 1978). Tucker et al. geben für den $[H_2{}^{13}CO]/[H_2C^{18}O]$ - Quotienten als untere Grenze 7.5 an. Mit dem Ergebnis aus Abschnitt 4.3, $[H_2CO]/[H_2{}^{13}CO] = 66\pm10$, erhalten wir für das $[H_2CO]/[H_2C^{18}O]$-Verhältnis eine untere Grenze von 495 ± 75. Das heißt,daß sich auch auf der Basis von H_2CO - Messungen ein besonders hohes $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis ergibt.

Vergleichen wir die Ergebnisse auch mit den anderen $[^{16}OH]/[^{18}OH]$ - Messungen von Whiteoak und Gardner (1975,1978) in Richtung auf Sgr A, Sgr B2, RCW38 und RCW57, so läßt sich

abschließend folgendes sagen:

(1) Das $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnis in der Nähe des galaktischen Zentrums ist höchstens halb so groß wie das terrestrische Verhältnis.

(2) Der $^{16}O/^{18}O$ - Wert ist in etwa 10 Kpc Entfernung vom galaktischen Zentrum zwar größer als im Fall von Sgr A und Sgr B2, liegt aber immer noch unterhalb des terrestrischen Wertes von 500. Einzige bekannte Ausnahme ist NGC 2024.

Diese beiden Aussagen können allerdings, da sie auf den Werten von lediglich sieben Quellen beruhen, nur als vorläufiges Ergebnis aufgefaßt werden. Weitere Messungen des $^{16}O/^{18}O$ - Verhältnisses zur Oberprüfung der Schlußfolgerungen sind erforderlich.

7. CO-, CS- UND H_2CO - LINIEN IN TMC1

7.1 Beobachtungen

TMC1 ist Bestandteil der ausgedehnten Taurus - Molekülwolke (Abbildung 7.1). In den letzten Jahren gelang hier unter anderem der Nachweis von HC_3N, HC_5N, HC_7N und sogar HC_9N. Diese Beobachtungen machen TMC1 zu einem für die Untersuchung interstellarer Moleküle besonders interessanten Objekt. Literaturzitate in Zusammenhang mit dieser Quelle finden sich bei Churchwell et al.(1978).

Da TMC1 eine Entfernung von nur 140 pc besitzt (Elias 1978), entspricht die Auflösung der vorliegenden Messungen, 2.5', einer tatsächlichen Ausdehnung von ungefähr 0.1 pc. Bei dem in Effelsberg registrierten 2_{11}-2_{12} - Profil des H_2CO (14.5 GHz) beträgt die Auflösung sogar 0.04 pc(1.0').

Im Gegensatz zu den bisher untersuchten weit entfernten und stets mit HII-Regionen assoziierten Molekülwolken bietet TMC1 die Möglichkeit, auch Strukturen mit sehr geringer Ausdehnung nachzuweisen. Damit kann an diesem Beispiel untersucht werden, inwieweit die in den bisherigen Kapiteln oft angenommene Homogenität der Molekülwolken im Bereich der Teleskopkeule der Wirklichkeit entspricht.

TMC1 liegt im südöstlichen Teil der ausgedehnten Molekülwolke 'Heiles Cloud 2' (siehe Abbildung 7.1), die nach T.L.Wilson und Minn (1977) eine durchschnittliche Dichte von etwa $3\ 10^3 cm^{-3}$ besitzt und damit eine weniger starke Konzentration aufweist als TMC1 mit $3\ 10^4 cm^{-3}$ (Churchwell et al. 1978, Morris et al.1976). Die H_2-Dichte wird in Abschnitt 7.3 mit Hilfe von H_2CO - Messungen noch einmal überprüft werden.

T.L.Wilson und Minn haben an der Stelle von TMC1 durch HI - Beobachtungen der 'Heiles Cloud 2' einen relativ zur Umgebung besonders hohen Geschwindigkeitsgradienten (etwa $1\ km\ s^{-1}\ pc^{-1}$) in südwestlicher Richtung gefunden. Er wurde

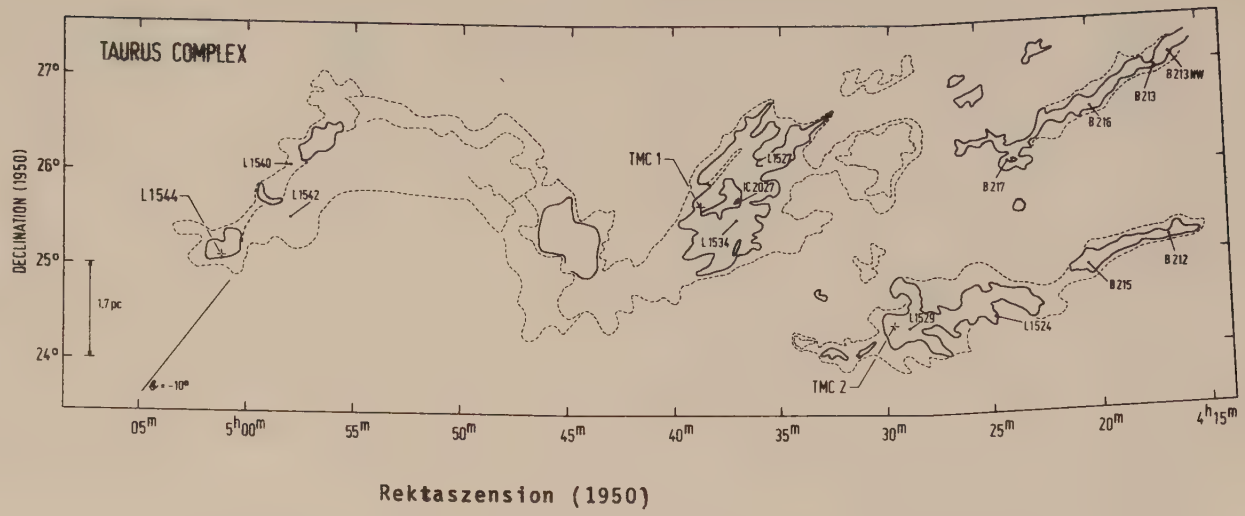


Abbildung 7.1: Schematische Skizze der Gas- und Staubverteilung in der Taurus-Region (Walmsley et al.1980). Nicht unterbrochene Linien zeigen die Verteilung der Dunkelwolken (in der Mitte die 'Heiles Cloud 2'). Staub enthaltende Gebiete, die nicht im Bereich der Molekülwolken liegen, werden durch gestrichelte Linien dargestellt.

von ihnen als Hinweis auf eine Schockfront innerhalb der Wolke interpretiert, während unter anderem Sume et al.(1975) zwei verschiedene, räumlich voneinander getrennte Wolken vermuten.

Die Struktur von TMC1 kann nach den HC_5N - Beobachtungen von Little et al.(1978b) und Churchwell et al.(1978) als näherungsweise elliptisch aufgefaßt werden. Die große Halbachse liegt in nordwestlicher bzw. südöstlicher Richtung. Die Ausdehnung der Region, in der die J=9→8 - Linie in Emission beobachtet wird, beträgt >5'×2'. Die vorliegenden Messungen der J=1→0 - Linie des ^{12}CO und des ^{13}CO mit einer Auflösung von 2.5' ergeben ein Raster von 10.4'×11.7' um den zentralen Punkt mit den Koordinaten $\alpha = 4^h38^m38.6^s$, $\delta = 25^o35'$ (1950.0). Der Abstand zwischen zwei benachbarten Positionen beträgt 1.3'. In Richtung auf 15 dieser Meßpunkte wurde die 1_{10}-1_{11} - Linie des H_2CO bei 4.8 GHz registriert. In fünf Fällen wurde außerdem die 2_{11}-2_{12} - Linie des H_2CO (14.5 GHz), in elf Fällen die J=2→1 - Linie des CS (98 GHz) beobachtet.

Die von Little et al.(1978b) ermittelte HC_5N - Verteilung ist zusammen mit den für die vorliegenden Messungen verwendeten Koordinaten in Abbildung 7.2 dargestellt.

Das Verfahren zur Bestimmung der wichtigsten aus den CO - Messungen ableitbaren Größen, der optischen Tiefe der kinetischen Temperatur und der CO - Säulendichte, soll im nächsten Abschnitt diskutiert werden. Schließlich erfolgt in Abschnitt 7.3 die Interpretation der CO-, H_2CO- und CS-Beobachtungen.

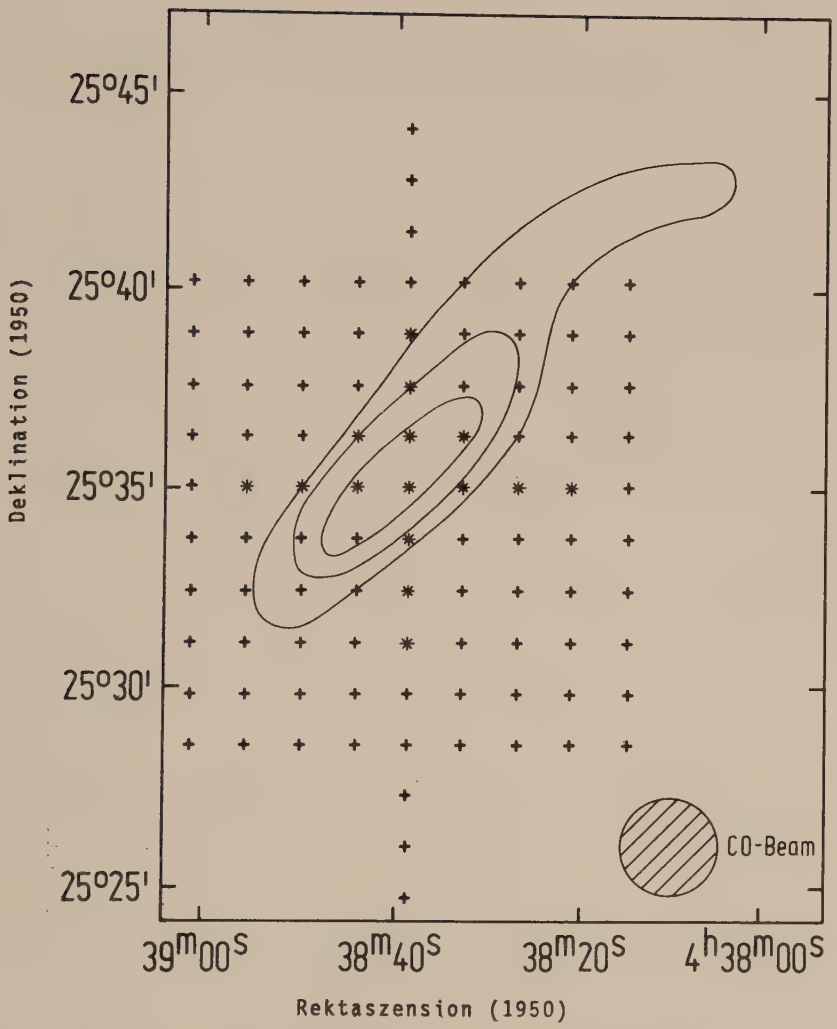


Abbildung 7.2: Angegeben sind die Positionen der CO-Meßpunkte (dargestellt durch Kreuze und Sterne) und der H_2CO-Meßpunkte (1_{10}-1_{11}-Linie, Sterne). Die Konturen verbinden Punkte gleicher Antennentemperatur der J=9→8 - Linie des HC_5N nach Little et al. (1978b). Äußere Linie: T_A=0.2 K, Konturintervall: 0.2 K

7.2 Bestimmung der optischen Tiefen, Anregungstemperaturen und Säulendichten des ^{12}CO und ^{13}CO

1) Optische Tiefen

Wenn wir annehmen, daß das $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnis im gesamten Bereich der Wolke konstant und gleich C ist, ergibt sich nach Gleichung 2.2.3 für das Verhältnis der Linientemperaturen

$$(7.2.1)\quad \frac{T_{L_{13}}}{T_{L_{12}}} = \frac{\nu_{13}\,[f(T_{ex_{13}})-f(T_{c_{13}})]\,[1-\exp(-\tau_{13})]}{\nu_{12}\,[f(T_{ex_{12}})-f(T_{c_{12}})]\,[1-\exp(-C\tau_{13})]}$$

$$f(T_{ex_{12}}) = (\exp(T_{12}/T_{ex_{12}})-1)^{-1}$$

$$f(T_{c_{12}}) = (\exp(T_{12}/2.7)\ -1)^{-1}$$

$$T_{13} = h\nu_{13}/k = 5.29\ (K)$$
$$T_{12} = h\nu_{12}/k = 5.53\ (K)$$

Die mit 12 bzw. 13 indizierten Größen beziehen sich auf das ^{12}CO- bzw. ^{13}CO - Molekül. Der Faktor C sollte, wie Beobachtungen in anderen Dunkelwolken gezeigt haben, zwischen dem von Wannier et al.(1976) ermittelten $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Wert von 38±10 und dem terrestrischen $^{12}C/^{13}C$ - Verhältnis von 89 (Wedepohl 1969) liegen. Das geringe Verhältnis der Temperaturen im Linienzentrum nach Abbildung 7.2.1 ($T_{L_{12}}/T_{L_{13}} \approx 2$) zeigt dann, daß die optische Tiefe des ^{13}CO - Profils groß genug ist, um $\tau_{12} = C\tau_{13} >> 1$ annehmen zu können.

Vernachlässigen wir daher den Ausdruck $\exp(-C\tau_{13})$ in Gleichung 7.2.1, ergibt sich mit $T_{ex} > T_c = 2.7$ (K)

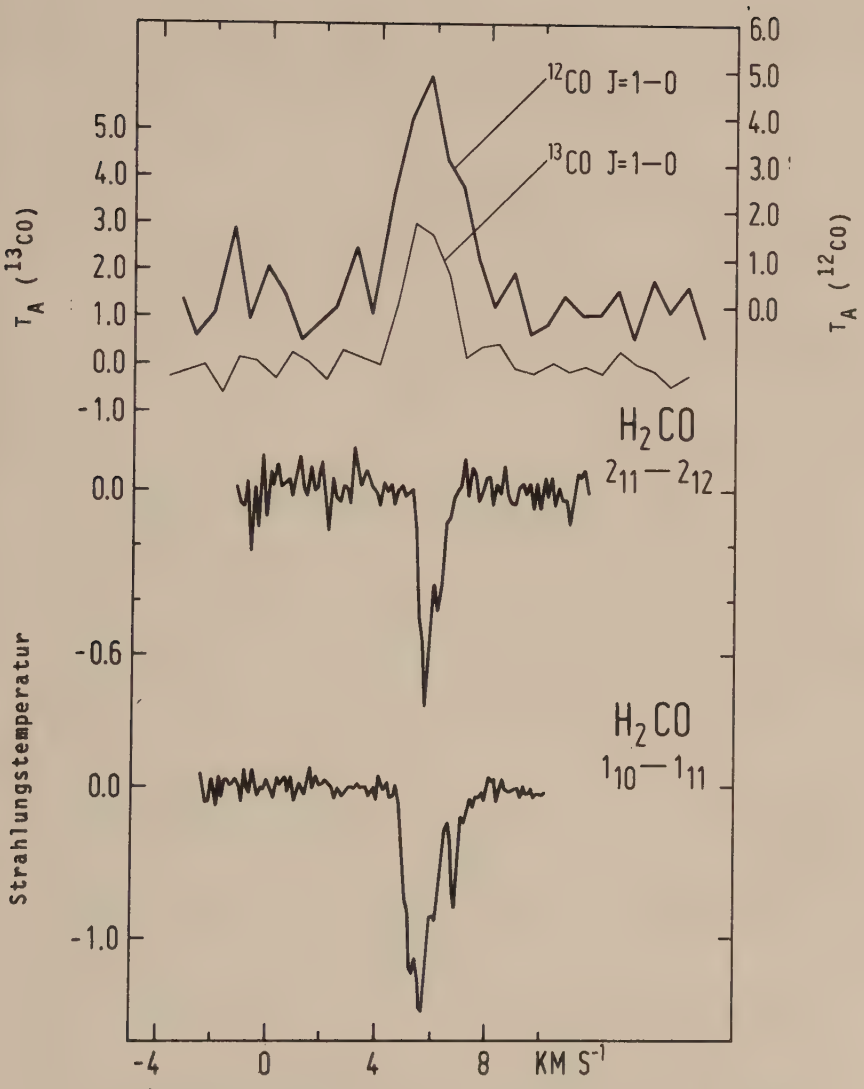


Abbildung 7.2.1: CO- und H_2CO - Linien im Zentrum von TMC1 ($\alpha = 4^h38^m38.6^s$, $\delta = 25^o35'$, 1950)

$$(7.2.2) \quad \tau_{13} = -\ln\left[1 - \frac{T_{L_{13}}(\exp\{T_{13}/T_{ex_{13}}\}-1)\ \nu_{12}}{T_{L_{12}}(\exp\{T_{12}/T_{ex_{12}}\}-1)\ \nu_{13}}\right]$$

Mit $T_{13} \lesssim T_{ex_{13}}$ und $T_{12} \lesssim T_{ex_{12}}$ erhalten wir

$$(7.2.3) \quad \tau_{13} = -\ln(\ 1 - \{T_{L_{13}} T_{ex_{12}} / T_{L_{12}} T_{ex_{13}}\})\ .$$

Setzen wir voraus, daß $T_{ex_{12}} = T_{ex_{13}}$ gilt, ergibt sich schließlich

$$(7.2.4) \quad \tau_{13} = -\ln(\ 1 - T_{L_{13}}/T_{L_{12}})\ .$$

Außerdem wird im folgenden die Beziehung

$$(7.2.5) \quad \tau_{12} = C\ \tau_{13}$$ verwendet werden.

Der Proportionalitätsfaktor C und die Richtigkeit der Annahme $T_{ex_{12}} = T_{ex_{13}}$ werden später noch ausführlich diskutiert.

Einige Autoren,wie z.B. W.J.Wilson et al.(1974),verwenden in Gleichung 7.2.4 zusätzlich noch den Quotienten der Linienbreiten, $\Delta v_{13}/\Delta v_{12} < 1$, als Vorfaktor. Solange wir davon ausgehen, daß es sich bei den unterschiedlichen Linienbreiten lediglich um einen Saturationseffekt handelt, ist eine Verwendung dieses Vorfaktors jedoch nicht sinnvoll.

Gleichung 7.2.4 gibt nur eine untere Grenze für die optische Tiefe an. Ist die J=1→0 - Linie des ^{13}CO in den äußeren Bereichen von TMC1 nicht thermalisiert, was nach Abbildung 7.2.2 bei H_2-Dichten unter $n_{H_2} \approx 5\ 10^3 cm^{-3}$ der Fall ist, gilt wegen $\tau_{12} > \tau_{13}$ infolge des ^{2}Trapping-Effektes auch $T_{ex_{12}} > T_{ex_{13}}$ und τ_{13} wird unterschätzt.

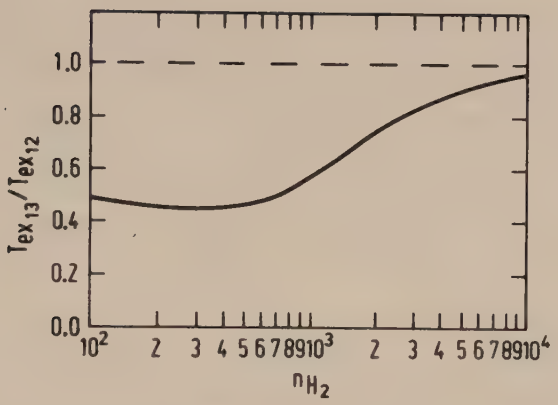


Abbildung 7.2.2: Das Diagramm gibt den Quotienten der Anregungstemperaturen der J=1→0 - Linien des ^{13}CO und des ^{12}CO ($T_{ex_{13}}/T_{ex_{12}}$) in Abhängigkeit von der H_2-Dichte an. Verwendet wurde ein sphärisch symmetrisches Wolkenmodell konstanter Dichte mit einem Geschwindigkeitsgradienten von 1 km $s^{-1}pc^{-1}$. Die kinetische Temperatur beträgt 11.9K, das $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnis ist 40 und die optische Tiefe der ^{13}CO - Linie $\tau_{13} = 1$.

2) Kinetische Temperatur

Die Anregungstemperatur der J=1→0 - Linie des ^{12}CO ergibt sich nach Gleichung 2.2.3 unter Vernachlässigung von $\exp(-\tau_{12})$ durch folgenden Ausdruck (W.J.Wilson et al.(1974):

$$(7.2.6)\quad T_k \approx T_{ex_{12}} = \frac{h\nu_{12}}{k}\left[\ln\left\{1+\frac{h\nu_{12}}{k}\left(T_{L_{12}} + T_c'\right)^{-1}\right\}\right]^{-1}$$

T_c' bezeichnet die Temperatur des Mikrowellenhintergrundes bei 115 GHz, 0.82 K. Der Koeffizient für spontane Emission ist wegen des niedrigen Dipolmoments (μ_{10} = 0.112 D, Lovas und Krupenie 1974) sehr klein ($A_{10} = 7.4\ 10^{-8} s^{-1}$). Das bedeutet,

daß schon bei geringen Dichten Stoßprozesse eine wichtige Rolle spielen. Da außerdem, wie wir später sehen werden, die optische Tiefe der J=1→0-- Linie des ^{12}CO im Linienzentrum groß ist, wird die effektive Rate für spontane Emission bei diesem Obergang infolge des Trapping - Effektes noch weiter reduziert. $T_{ex_{12}}$ kann daher bei hohen optischen Tiefen ($\tau_{12} > 10$) schon bei $n_{H_2} \simeq 10^3 cm^{-3}$ als kinetische Temperatur (T_k) aufgefaßt werden.

3) Die Säulendichte

Anders als bei der Ableitung der H_2CO - Säulendichten in Abschnitt 2.3 kann bei der Bestimmung der CO - Säulendichten wegen der hohen Frequenz der J=1→0 - Linien nicht mehr $h\nu/k << T$ angenommen werden. Infolgedessen ergibt sich für eine gaußförmige Verteilung der optischen Tiefe über den Bereich der Linie unter Berücksichtigung der unterschiedlichen statistischen Gewichte ($g_J = 2J + 1$)

$$(7.2.7) \quad N_{J=0}(^{13}CO) = 5.9\ 10^{14}(1-e^{-T_{13}/T_{ex_{13}}})^{-1}\tau_{13}\ \Delta v_{13}.$$

Die Beziehung zwischen der Anzahl der ^{13}CO - Moleküle im J=0 - Niveau und der Anzahl aller ^{13}CO - Moleküle gibt Gleichung 7.2.8 wieder.

$$(7.2.8) \quad N(^{13}CO) = N_{J=0}(^{13}CO) \sum_J (2J+1)\ e^{-J(J+1)h\nu/2kT}$$

Ersetzen wir die Summe durch ein Integral, was eine gute Näherung darstellt, ergibt sich

$$(7.2.9) \quad N(^{13}CO) = N_{J=0}(^{13}CO)\quad 2\ T_{ex_{13}} / T_{13}\ .$$

Mit Gleichung 7.2.7 erhalten wir schließlich

$$(7.2.10)\quad N(^{13}CO) = 5.9\ 10^{14}\ (1-\exp(-T_{13}/T_{ex_{13}})^{-1}\ (2\ T_{ex_{13}}/\ T_{13})\ \tau_{13}\ \Delta v_{13}\quad .$$

7.3 Ergebnisse

7.3.1 CO

Die Variation der Strahlungstemperatur im beobachteten Bereich liegt sowohl beim ^{12}CO als auch beim ^{13}CO unter 20 Prozent und steht damit nach Abbildung 7.3.1 im Gegensatz zur stark auf das Wolkenzentrum konzentrierten Temperaturverteilung der H_2CO- und HC_5N - Linien. Im Wolkenzentrum ergeben sich nach den Gleichungen 7.2.4, 7.2.5, 7.2.6 und 7.2.10 folgende Werte:

a) Die optische Tiefe der J=1→0 - Linie des ^{13}CO liegt ungefähr bei eins. Bei einem $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnis von 40 (Wannier et al.1976) ergibt sich für die ^{12}CO - Linie $\tau_{12} = 40$. Diese Werte sind mit Ausnahme eines kleinen Gebietes im Nordosten typisch für den gesamten beobachteten Bereich der Wolke.

b) Die kinetische Temperatur liegt mit $T_k = (11.9 \pm 1.0)K$ etwas über dem von Allen und Knapp(1979) ermittelten Wert von 10.4 K und ist im beobachteten Bereich nahezu konstant. Dies ist ein weiterer Hinweis auf das Fehlen eines stellaren Objektes in TMC1, worauf z.B. schon Churchwell et al.(1978) hingewiesen haben.

c) Die Säulendichte in Richtung zum Wolkenzentrum beträgt $N(^{13}CO) = 1.5\ 10^{16} cm^{-2}$ (siehe Abbildung 7.3.2). Die Verteilung der Säulendichte zeigt Abbildung 7.3.2. Wesentlich ist, daß wie z.B. bei der J=9→8 - Linie des

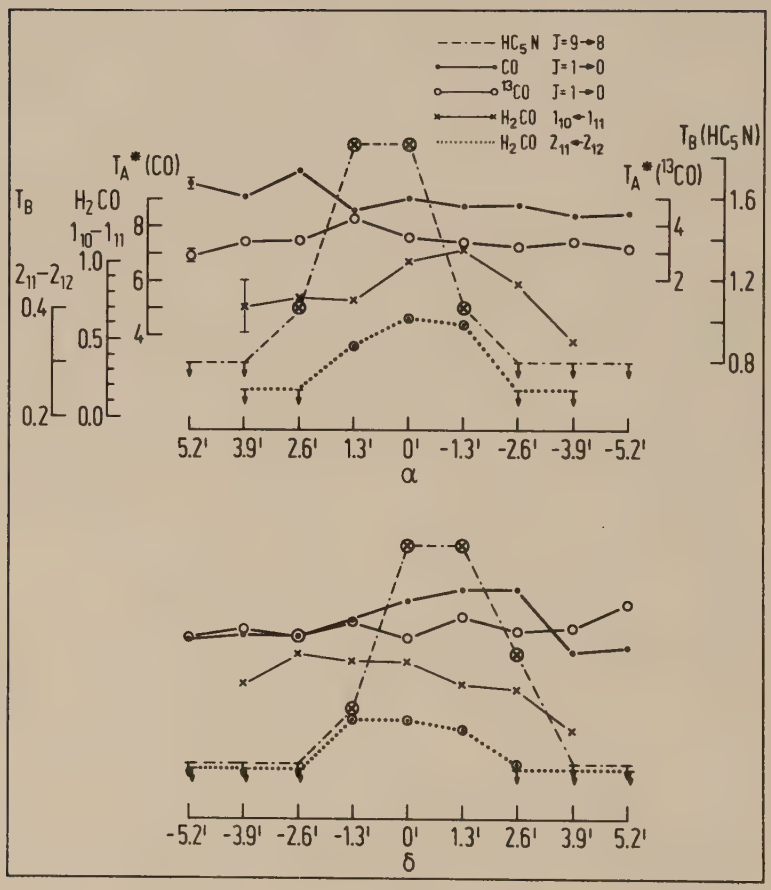


Abbildung 7.3.1: Abhängigkeit der Linientemperatur von der Entfernung zum Wolkenzentrum ($\alpha = 4^h38^m38.6^s$, $\delta = 25^o35'$, 1950) für HC_5N-(Churchwell et al.1978), CO- und H_2CO - Linien.

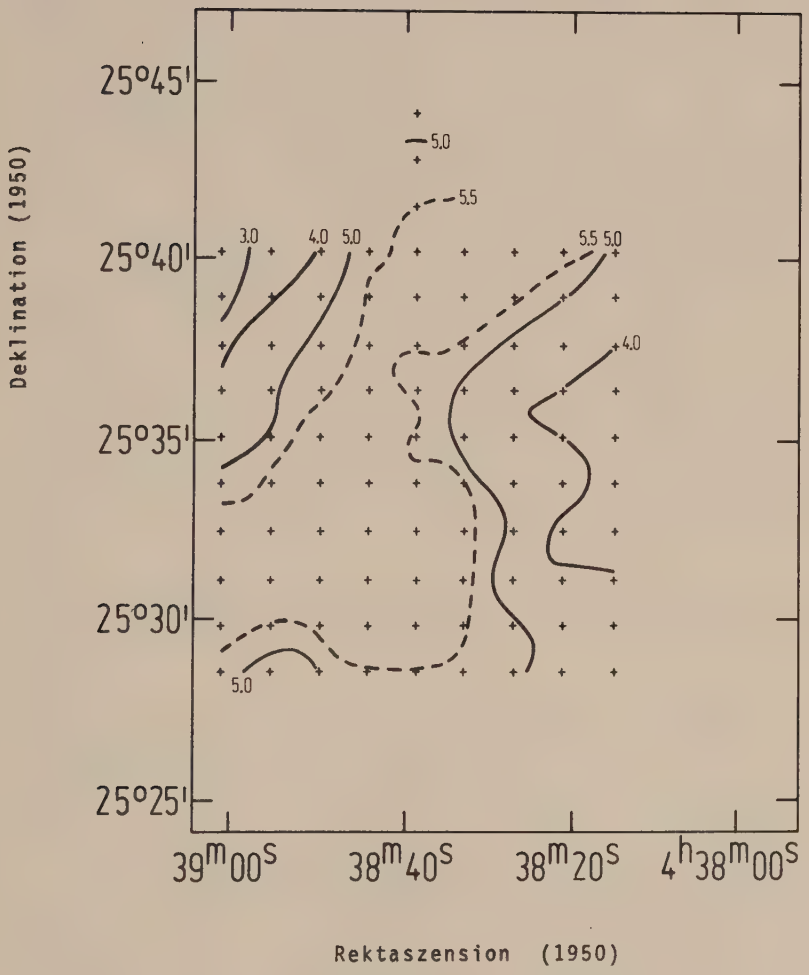


Abbildung 7.3.2: Verteilung der ^{13}CO - Säulendichte in TMC1. Einheit: $10^{16} cm^{-2}$

HC_5N eine elongierte Struktur mit einer fast parallel zur galaktischen Ebene ausgerichteten Hauptachse erkennbar ist.

Folgende Unterschiede zur HC_5N - Verteilung (Abbildung 7.2) sind festzustellen:

a) Das CO - Molekül ist in einem wesentlich ausgedehnteren Bereich zu finden als das HC_5N - Molekül. Offenbar ist der Kern der Molekülwolke von einer Region hoher CO - Säulendichte umgeben.

b) Die ^{13}CO - Säulendichte bildet im Bereich von TMC1, der ungefähr durch $N(^{13}CO) \geq 1.25\ 10^{16} cm^{-2}$ abgegrenzt werden kann, ein 'Plateau' mit nahezu konstanten Werten.

c) Am westlichen Rand des Plateaus nimmt die CO - Säulendichte langsam ab. Am nordöstlichen Rand ist dagegen ein steiler Abfall festzustellen.

d) Die Region mit hoher CO - Säulendichte erstreckt sich wesentlich weiter nach Südosten, als das von Little et al.(1978b) angegebene Gebiet der J=9→8 - Emissionslinie des HC_5N (Abbildung 7.2).

In eine Abschätzung der ^{12}CO - Säulendichten gehen zwei Näherungen ein, deren Verwendbarkeit noch untersucht werden muß.

Erste Annahme: Die Molekülwolke besitzt ein konstantes $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnis.

Diese Annahme steht im Widerspruch zu der schon in Abschnitt 4.3.6 diskutierten Fraktionierung des ^{13}C in CO. Langer(1976) und Langer et al.(1979b) wiesen darauf hin, daß im Zentrum einer Dunkelwolke das $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnis dem terrestrischen (89) ähnelt, in den äußeren Bereichen dagegen niedriger ist. Messungen von Dickman et al.(1977,1979) in Richtung auf L134 zeigen, daß eine Abnahme um einen Faktor zehn möglich ist. Die Abnahme der ^{12}CO - Säulendichte am Wolkenrand würde dann bei Verwendung eines konstanten $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnisses nach Abbildung 7.3.2 um eine Größenordnung unterschätzt werden.

Die Variation des $[^{12}CO]/[^{13}CO]$ - Verhältnisses innerhalb von TMC1 kann am besten durch eine zusätzliche Messung der J=1→0 - Linie des $^{12}C^{18}O$ unter Annahme eines konstanten $[^{12}C^{16}O]/[^{12}C^{18}O]$ - Wertes mit Hilfe des $[^{13}C^{16}O]/[^{12}C^{18}O]$ - Quotienten bestimmt werden.

Im Gegensatz zu L134 sollte in diesem Fall keine große Änderung erwartet werden. TMC1 liegt innerhalb eines größeren Wolkenkomplexes ('Heiles Cloud 2') mit einer mittleren Extinktion im visuellen Spektralbereich von $A_v \geq 5^m$ (Sherwood und T.L.Wilson 1980). Die zur Anreicherung des ^{13}C in CO erforderliche stellare UV - Strahlung sollte daher nicht einmal die äußeren Bereiche von TMC1 erreichen.

Zweite Annahme: Die Anregungstemperaturen der J=1→0 - Linien des ^{12}CO und des ^{13}CO sind gleich.

Ist die optische Tiefe beider Linien wesentlich größer als eins, kann der Unterschied zwischen den Linientemperaturen ($T_{L_{12}} > T_{L_{13}}$) nur durch subthermische ^{13}CO - Linien erklärt werden. Dazu muß jedoch nach Dickman(1975) für die H_2-Dichte $n_{H_2} \leq 10^3 cm^{-3}$ gelten. Sowohl die Messungen von Churchwell et al. (1978) und Morris et al.(1976) als auch, wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden, die vorliegenden H_2CO - Beobachtungen weisen auf eine Dichte von $n_{H_2} \geq 10^4 cm^{-3}$ im Zentrum von TMC1 hin. Infolgedessen sollte zumindest dort die Annahme gleicher Anregungstemperaturen zutreffend sein und die optische Tiefe der ^{13}CO - Linie tatsächlich bei eins liegen.

Dagegen können geringere Dichten am Rand der Wolke zu einer wesentlichen Unterschätzung der optischen Tiefe führen. Abbildung 7.2.2 gibt den Quotienten der Anregungstemperaturen (T_{ex12}/T_{ex13}) als Funktion der H_2-Dichte an. Als $[^{12}CO]/[^{13}CO]$-Verhältnis wurde 40 (Wannier et al.1976), als kinetische Temperatur T_k = 11.9 K verwendet.

Die unter der Annahme $T_{ex_{12}} = T_{ex_{13}}$ abgeleitete optische Tiefe τ_{13} ist in den meisten Fällen etwas kleiner als eins. Da dieser Wert im Fall von $T_{ex_{12}} > T_{ex_{13}}$ nur eine untere Grenze darstellt, wurde für Abbildung 7.2.2 $\tau'_{13} = 1$ (τ'_{13}: wahre optische Tiefe der ^{13}CO - Linie) angenommen. Die Anregungstemperaturen wurden wie schon in Abschnitt 4.3 und Kapitel 5 mit einem Modell mit hohem Geschwindigkeitsgradienten (1 Km $s^{-1}pc^{-1}$) und sphärischer Symmetrie berechnet. Die Stoßraten stammen von de Jong et al. (1975).

Es zeigt sich, daß das Verhältnis der Anregungstemperaturen im ungünstigsten Fall (siehe Abbildung 7.2.2) den Wert zwei ($n_{H_2} \simeq 10^3 cm^{-3}$) erreichen kann. Mit $\tau_{13} = 1$, $T_{ex_{12}} = 12$ K und $T'_{ex_{13}} = 6$ K ergibt sich nach Gleichung 2.2.4 für das Verhältnis der Linientemperaturen $T_{L_{12}}/T_{L_{13}} \simeq 3$. Danach erhalten wir mit Gleichung 7.2.3 für τ'_{13} das Dreifache des Ergebnisses von Gleichung 7.2.4, in das die unterschiedlichen Anregungstemperaturen nicht eingehen. Das heißt, τ'_{13} wird um einen Faktor von drei unterschätzt. Die Säulendichte (Gleichung 7.2.9) ändert sich dagegen kaum, wie sich durch Einsetzen der Werte (τ'_{13}, $T'_{ex_{13}}$) zeigt.

Gilt $T_{ex_{12}} > T_{ex_{13}}$, befindet sich ein geringerer Teil der gesamten ^{12}CO - Säulendichte im J=0 - Niveau, als es beim ^{13}CO der Fall ist. τ'_{12}, die wahre optische Tiefe der ^{12}CO - Linie, ist für $[^{12}CO]/[^{13}CO] = 40$ nur um etwa 40/3 größer als $\tau'_{13} \simeq 3\tau_{13}$, so daß sich $\tau'_{12} \simeq 40\tau_{13}$ (τ_{13}: Optische Tiefe nach Gleichung 7.2.4 mit gleichen Anregungstemperaturen der ^{12}CO - und ^{13}CO - Linie) ergibt. Eine subthermische ^{13}CO - Linie hat daher nur einen sehr geringen Einfluß auf die berechneten ^{13}CO- und ^{12}CO - Säulendichten.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die Abnahme der ^{12}CO - Säulendichte in den äußeren Bereichen von TMC1 nach Abbildung 7.3.2 eher unter- als überschätzt wird. Der Fehler

ist wahrscheinlich klein. Genaue Ergebnisse in diesem Zusammenhang können durch $^{12}C^{18}O$ - Beobachtungen gewonnen werden.

Langer et al.(1978) fanden in Richtung auf TMC1 beim $H^{12}CO^+$ (J=1-0 - Linie) eine kleinere Linientemperatur als beim $H^{13}CO^+$ und interpretierten diesen ungewöhnlichen Tatbestand als Folge einer Absorption der $H^{12}CO^+$ - Linie durch kühles Vordergrundgas. Auch Frerking et al.(1979) fanden Hinweise auf Selbstabsorption, in diesem Fall auf der Basis von HNC.

Eine Beeinflussung der ^{12}CO - Profile durch Vordergrundgas geringer Dichte ist daher nicht auszuschließen. Eine derartige vor TMC1 liegende Wolke würde die Linientemperatur der ^{12}CO - Profile herabsetzen und so zu einer Oberschätzung der CO - Säulendichte und zu einer Unterschätzung der kinetischen Temperatur führen.

Die aus den CO - Beobachtungen abgeleitete kinetische Temperatur (T_k) stimmt gut mit den durch Beobachtung anderer Moleküle ermittelten Werten überein (siehe hierzu z.B. Churchwell et al.1978 und Tölle et al.1980). Avery(1980) dagegen gibt auf der Basis von HC_3N - Beobachtungen für das Zentrum von TMC1 (Ausdehnung: 1'×3') T_k= 20 K, für die Umgebung T_k= 10 K an. In diesem Fall sollte nur vor dem Wolkenzentrum Selbstabsorption auftreten. Mit den vorliegenden CO - Profilen geringer Geschwindigkeitsauflösung (Abstand zwischen zwei benachbarten Kanälen: 0.65 kms^{-1}) ist die Frage, ob Selbstabsorption vorliegt und T_k unterschätzt wurde, nicht zu beantworten.

Die Halbwertsbreiten der ^{12}CO - und ^{13}CO - Linien bleiben im ganzen beobachteten Bereich konstant. Für die zentralen 25 Positionen ergibt sich zum Beispiel

$$\Delta v_{12} = (2.60 \pm 0.23)\ kms^{-1} \quad \text{und}$$
$$\Delta v_{13} = (1.79 \pm 0.20)\ kms^{-1}.$$

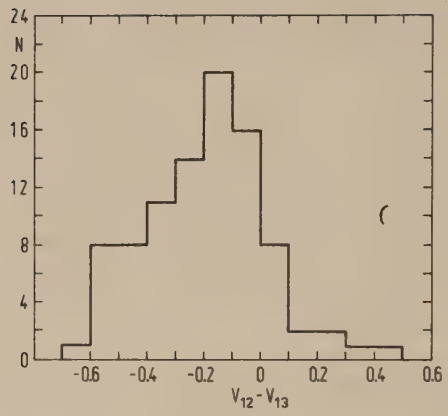


Abbildung 7.3.3: Anzahl der beobachteten Positionen N als Funktion von v_{12}-v_{13}. Die Radialgeschwindigkeiten wurden durch Anpassung von Gaußkurven an die Linienprofile bestimmt.

Der Index 12 bzw. 13 bezieht sich wieder auf die ^{12}CO - bzw. ^{13}CO - Linie. Die Werte stimmen mit den mit hoher Geschwindigkeitsauflösung (Abstand zwischen zwei benachbarten Kanälen: 0.07 kms^{-1}) von Frerking (private Mitteilung) bei $\alpha=4^h38^m21.5^s$, $\delta=25^o41'$ (1950) gemessenen Linienbreiten überein.

Auch die Radialgeschwindigkeiten bleiben im beobachteten Bereich konstant, was aber wahrscheinlich nur eine Folge der geringen Geschwindigkeitsauflösung (Abstand zwischen zwei benachbarten Kanälen: 0.65 kms^{-1}) der vorliegenden Messungen ist. Bemerkenswert ist, daß sich die Radialgeschwindigkeiten der ^{12}CO - und ^{13}CO - Linien voneinander unterscheiden. Für die nach der Integrationszeit gewichteten 25 zentralen Positionen (siehe Abbildung 7.2) ergibt sich

$$v_{12} = (5.38 \pm 0.11) \text{ km s}^{-1} \quad \text{und}$$
$$v_{13} = (5.57 \pm 0.17) \text{ Km s}^{-1}.$$

Der nach diesen Angaben noch nicht signifikante Unterschied tritt im ganzen beobachteten Areal auf. Es ergibt sich nach

Abbildung 7.3.3 ein Mittelwert von

$$\langle v_{12} - v_{13} \rangle = (-0.20 \pm 0.10) \text{ km s}^{-1} .$$

Diese Geschwindigkeitsdifferenz ist wesentlich kleiner als die Geschwindigkeitsauflösung und konnte daher nur aufgrund der großen Anzahl der gemessenen Positionen ermittelt werden. Die von Lovas und Krupenie (1974) angegebenen Fehler bei der Frequenzbestimmung liegen bei 0.013 kms^{-1} (^{12}CO) und 0.065 kms^{-1} (^{13}CO) und können diesen Effekt nicht erklären. Die Profile von Frerking zeigen diesen Unterschied nicht, doch liegt ihre Position außerhalb des hier beobachteten Bereichs. Wenn wir annehmen, daß die Geschwindigkeitsdifferenz nicht auf einem Meßfehler beruht, könnte es sich um einen Hinweis auf die Existenz von Vordergrundgas handeln. Im Abschnitt 7.3.2 werde ich in Zusammenhang mit den H_2CO - Beobachtungen darauf noch ausführlich eingehen.

Die Profile von Frerking (J=1→0 - Linie des ^{12}CO, ^{13}CO und $C^{18}O$) lassen sich auf folgende Weise interpretieren: Die $C^{18}O$ - Linie besitzt eine Halbwertsbreite von 1.2 kms^{-1}. Die ^{13}CO - Linie ist dann wegen ihrer Halbwertsbreite von 1.8 kms^{-1} mit Sicherheit nicht optisch dünn. Das Profil ist mit der hier abgeschätzten optischen Tiefe von $1 \leq \tau_{13} \leq 3$ vereinbar, wenn für den J=1→0 - Obergang des $C^{18}O$ $\tau_{18} \ll 1$ gilt. Die ^{12}CO - Linie besitzt ein über 2 kms^{-1} breites Plateau mit etwa $T_L \approx 5.5$ K, was auf eine sehr hohe optische Tiefe hinweist. Inwieweit Selbstabsorption durch Vordergrundgas eine Rolle spielt, kann mit Hilfe diese Profils auch nicht abgeschätzt werden.

Wenn auch die optische Tiefe beim ^{13}CO - Molekül, $1 \leq \tau_{13} \leq 3$, mit den Daten von Frerking vereinbar ist, so muß hier doch noch einmal darauf hingewiesen werden, daß ihre CO -, ^{13}CO - und $C^{18}O$ - Profile nicht aus dem in Abbildung 7.2 angegebenen Bereich stammen.

Die Radialgeschwindigkeiten der vorliegenden ^{13}CO - Linien stimmen sehr gut mit den von Churchwell et al.(1978) mit Hilfe von hochauflösenden Spektren bestimmten Werten bei OH -, NH_3 -, H_2CO - und HC_5N - Linien überein. Das ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die optische Tiefe der ^{13}CO - Linie nicht wesentlich größer als eins ist und die Linienemission aus den zentralen Teilen von TMC1 stammt, in denen auch die anderen Moleküle beobachtet werden können.

Mit der Relation zwischen der ^{13}CO - Säulendichte und der Extinktion im visuellen Spektralbereich nach Dickman (1978) und Jenkins und Savage (1974) ergibt sich $A_v = 7^m$. Sherwood und T.L.Wilson(1980) erhalten durch eine Auswertung der rotempfindlichen Aufnahme des 'Palomar Sky Survey' eine untere Grenze von $A_v = 5^m$ für eine 9.9'×9.9' - Region mit der zentralen Position $\alpha = 4^h38^m38^s$, $\delta = 25^o38'$ (1950). Eine Abschätzung der Extinktion in dem Bereich, in dem die J=9→8 - Linie des HC_5N in Emission beobachtet wird, würde wegen der geringeren Fläche eine noch kleinere untere Grenze ergeben. In beiden Fällen können nur Grenzwerte angegeben werden, da im Bereich von TMC1 auf den 'Palomar Sky Survey' - Aufnahmen kein Stern zu finden ist.

Die Ergebnisse der ^{13}CO - Messungen sind daher mit den im optischen Spektralbereich bestimmten Werten vereinbar, liegen jedoch deutlich unter der von Elias (1978) angegebenen Extinktion von $A_v = 20^m$ für $\alpha = 4^h38^m22.7^s$, $\delta = 25^o47'08"$ (1950) und $\alpha = 4^h36^m51.8^s$, $\delta = 25^o39'13"$ (1950), zwei Positionen, die etwas außerhalb von TMC1 liegen.

Mit der Relation zwischen CO- und H_2-Säulendichten nach Dickman (1975,1978) und einer Tiefe der Wolke von 0.5 pc ergibt sich eine Dichte von ungefähr $n_{H_2} = 4\ 10^3\ cm^{-3}$. Der Wert ist wesentlich kleiner als die auf der ^{H_2} Basis anderer Moleküle abgeleiteten Dichten von Evans und Kutner(1976), Morris et al.(1976) und Churchwell et al.(1978). Auf diese Diskrepanz, die dadurch zu erklären ist, daß CO - Moleküle auch noch in den äußeren Bereichen einer Wolke auftreten, wurde schon

in Abschnitt 4.3.4 eingegangen. Bemerkenswert ist die Übereinstimmung des hier gefundenen Wertes mit dem von T.L.Wilson und Minn (1977) für die 'Heiles Cloud 2' angegebenen Mittelwert von 3 10^3 cm^{-3}.

7.3.2 H_2CO

Die Strahlungstemperaturen der 1_{10}-1_{11} (4.8 GHz)- und 2_{11}-2_{12} (14.5 GHz)- Linien des H_2CO zusammen mit der aus den CO - Messungen bestimmten kinetischen Temperatur (12K), einem hohen Geschwindigkeitsgradienten (1 kms^{-1} pc^{-1}) und Stoßraten von Green et al.(1978) geben eine Vorstellung von der H_2-Dichte in den zentralen Teilen von TMC1. Das Verfahren ist das gleiche wie in Abschnitt 4.3.

Um die optischen Tiefen der Linien zu bestimmen, mußte die Hyperfeinstrukturaufspaltung berücksichtigt werden, auf die schon in Abschnitt 2.4 eingegangen wurde. Bei einem Fit mit gaußförmiger Verteilung der optischen Tiefe einzelner Komponenten (T.Pauls) ergab sich bei der 1_{10}-1_{11} - Linie eine Halbwertsbreite von 0.7 kms^{-1}, bei der 2_{11}-2_{12} - Linie eine Halbwertsbreite von 0.2 kms^{-1} (siehe Tabelle 7.3.1). Der große Unterschied ist mit Sicherheit real. Außerdem ergab sich beim 1_{10}-1_{11} - Profil nur dann eine gute Anpassung an die Nebenkomponente ($v \approx 7$ kms^{-1}, siehe Abbildung 7.3.4a und 7.3.4b), wenn zwei Geschwindigkeitskomponenten (v_1 = 5.6 kms^{-1} und v_2 = 5.8 kms^{-1}) verwendet wurden. Bei der 2_{11}-2_{12} - Linie reichte dagegen eine Geschwindigkeitskomponente (v_1=5.66kms^{-1}) aus, wie aus Abbildung 7.3.4c und Tabelle 7.3.1 zu ersehen ist.

Ende 1979 wurde das 2_{11}-2_{12} - Profil durch C.M.Walmsley noch einmal am 100m - Teleskop (Auflösung 1.0') beobachtet. Es zeigte sich, daß die Hyperfeinstrukturkomponente mit der höchsten Radialgeschwindigkeit (F: 1→1, siehe Abbildung 7.3.4c) wie bei der 1_{10}-1_{11} - Linie zu stark ist, um eine gute Anpassung mit einer Geschwindigkeitskomponente zu ermöglichen.

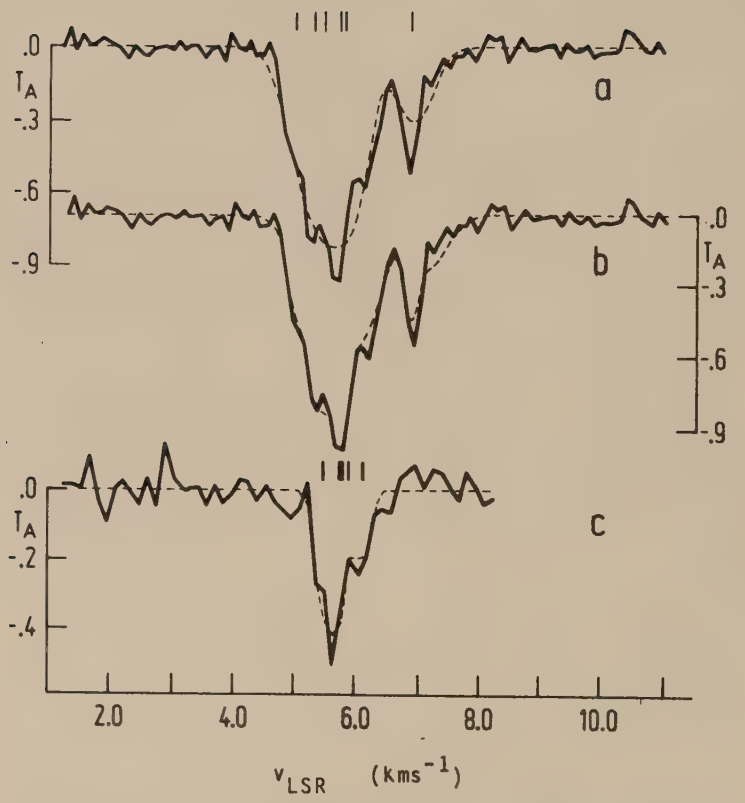


Abbildung 7.3.4: H_2CO - Linien (Effelsberg) im Zentrum von TMC1 ($\alpha = 4^h38^m38.6^s$, $\delta = 25^o35'$, 1950). Aufgetragen ist die Antennentemperatur in Abhängigkeit von der Radialgeschwindigkeit. Die angepaßten Kurven sind gestrichelt eingezeichnet.
Oben : 1_{10}-1_{11} - Linie, Anpassung mit einer Geschwindigkeitskomponente
Mitte: 1_{10}-1_{11} - Linie, Anpassung mit zwei Komponenten
Unten: 2_{11}-2_{12} - Linie, Anpassung mit einer Komponente

	(1) Linie	(2) T_{ex} (K)	(3) v_{LSR} (kms^{-1})	(4) $\Delta v_{1/2}$ (kms^{-1})	(5) Optische Tiefe	(6) $\frac{N}{T_{ex}}$ ($cm^{-2}\ K^{-1}$)	(7) Komponenten
a)	1_{10}-1_{11}	1.4±0.1	5.70±0.01	0.65±0.03	1.6±0.2	/	1
b)	1_{10}-1_{11}	1.8±0.1	5.81±0.02	0.69±0.03	1.7±0.9	$\leq 3.8\ 10^{13}$	2
		2.1±0.1	5.60±0.01	0.18±0.01	4.7±1.3	$\leq 2.7\ 10^{13}$	
c)	2_{11}-2_{12}	1.9±0.1	5.66±0.02	0.25±0.04	1.7±0.8	/	1

Tabelle 7.3.1: Linienparameter der H_2CO - Profile (siehe Abbildung 7.3.4)
Fehler: Eine Standardabweichung

Zu (5): Angegeben ist bei der 1_{10}-1_{11} - Linie die optische Tiefe der F: 2→2 - Hyperfeinstrukturkomponente mit 40 Prozent der Gesamtintensität (LTE, $\tau << 1$). Bei der 2_{11}-2_{12} - Linie handelt es sich um die F: 3→3 - Komponente mit ebenfalls 40 Prozent der Gesamtintensität.

Bei der Verwendung zweier Komponenten (v_1 = 5.5 kms^{-1}, v_2 = 5.8 kms^{-1}) beträgt der Unterschied zwischen dem Linienprofil und der angepaßten Kurve an dieser Stelle nur noch eine Standardabweichung hinsichtlich des Untergrundrauschens. Eine Abschätzung der beiden optischen Tiefen ist nicht möglich, doch ist die Linie mit v_1 = 5.5 kms^{-1} eindeutig die Hauptkomponente. Zu erwähnen ist noch, daß vergleichbare Schwierigkeiten bei der Untersuchung der 1_{10}-1_{11} - Linie in Richtung auf L134 nicht auftraten.

Als mögliche Gründe für die Existenz von zwei Komponenten beim 1_{10}-1_{11} - und vielleicht auch beim 2_{11}-2_{12} - Profil sind zu nennen:

a) Eine nicht gaußförmige Verteilung der optischen Tiefe in Abhängigkeit von der Radialgeschwindigkeit für einzelne Hyperfeinstrukturkomponenten. In diesem Fall ist der Fit zur Ableitung optischer Tiefen nicht geeignet.

b) Einzelne Hyperfeinstrukturkomponenten (z.B. die F: 1→0 - Komponente bei 7 kms^{-1}, siehe Abbildung 7.3.4a und 7.3.4b) besitzen Intensitäten, die von den erwarteten LTE - Werten (Tucker et al. 1971, 1972) abweichen.

Wahrscheinlicher ist aber folgende Erklärung: Die Komponente mit geringer Geschwindigkeitsdispersion (v = 5.6 kms^{-1}, $\Delta v_{1/2}$ = 0.2 kms^{-1}) stammt aus dem Zentrum von TMC1. Dafür spricht (1) ihre hohe optische Tiefe (siehe Tabelle 7.3.1), (2) die Obereinstimmung ihrer Radialgeschwindigkeit mit den bei OH-, NH_3-, HC_5N- (Churchwell et al.1978) und ^{13}CO- (Abschnitt 7.3.1) Linien gefundenen Werten und (3) ihr Nachweis als Hauptkomponente im 2_{11}-2_{12} - Profil, was auf eine hohe H_2-Dichte hindeutet (vergleiche Abbildung 4.3.1). Ich werde im folgenden wegen der Ergebnisse von Langer et al. (1978) und Frerking et al.(1979) annehmen, daß die Nebenkomponente vor TMC1 liegt (siehe Abbildung 7.3.6).

Die Anpassung der beiden Geschwindigkeitskomponenten an das 1_{10}-1_{11} - Profil erfolgt auf additive Weise. Die Komponen-

ten setzen sich aber in Wirklichkeit nicht auf diese Art zum Gesamtprofil zusammen.

Durch die Absorption des Mikrowellenhintergrundes in TMC1 wird die Kontinuumstemperatur von 2.7 K auf etwa 1.5 K reduziert. Liegt die Anregungstemperatur des Vordergrundgases in der Nähe der Hintergrundtemperatur (1.5 K), wird die Linientemperatur im zentralen Teil des Profils nur noch unwesentlich geändert. Das gleiche gilt natürlich auch für eine optisch dünne Vordergrundwolke. Nur im ungünstigsten Fall, bei optisch dickem Vordergrundgas mit einer Anregungstemperatur, die signifikant von 1.5 K verschieden ist, sollte die Linientemperatur verändert werden.

Dies ist aber nach Abbildung 7.3.5 nur bei einer hohen H_2-Dichte ($n_{H_2} \geq 3\ 10^4\ cm^{-3}$) möglich. Ein solcher Wert ist

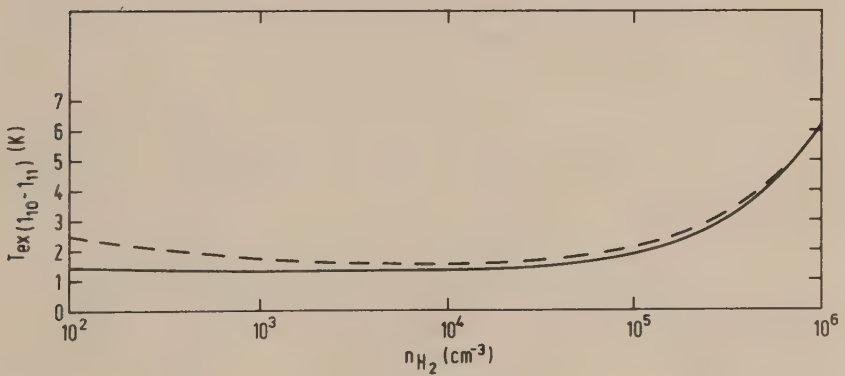


Abbildung 7.3.5: Anregungstemperatur der 1_{10}-1_{11} - Linie des H_2CO als Funktion der H_2-Dichte. Gestrichelt: T_c=2.7 K Durchgezogene Linie: T_c=1.5 K. Modell: sphärische Wolke mit konstanter Dichte, T_k=10 K,(dv/dr)=1 km $s^{-1}pc^{-1}$, $\tau << 1$.

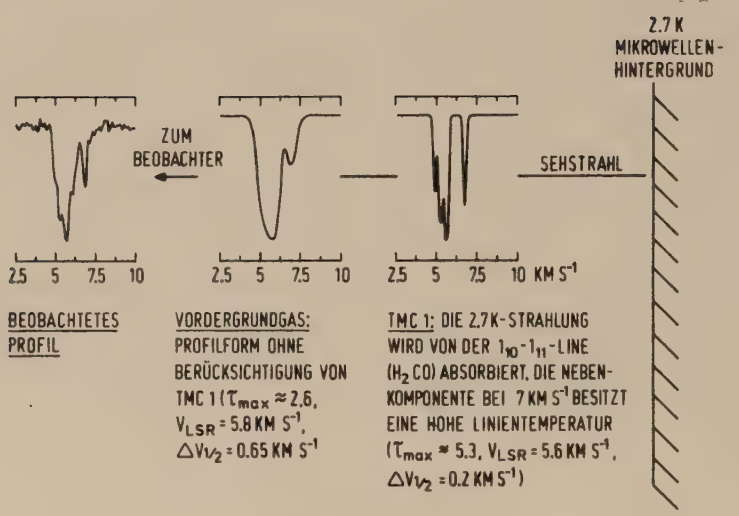


Abbildung 7.3.6: Modell für die 1_{10}-1_{11} - und die 2_{11}-2_{12} - Linie im Zentrum der Dunkelwolke TMC1 ($\alpha = 4^h38^m38.6^s$, $\delta = 25^o35'$, 1950)

wegen der geringen Halbwertsbreite der 2_{11}-2_{12} - Linie und dem daraus folgenden geringen Beitrag des Vordergrundgases zu diesem Profil sehr unwahrscheinlich (siehe Abbildung 4.3.1). Wir sollten daher erwarten, daß die Linientemperatur im Zentrum des Profils auch durch optisch dickes Vordergrundgas nicht wesentlich beeinflußt wird. Nach Gleichung 2.2.4 erhalten wir im optisch dicken Fall $T_L = T_{ex} - T_c$. Mit $T_L = -1.3$ K und $T_c = 2.7$ K ergibt sich $T_{ex} = 1.4$ K.

Die von TMC1 stammende Komponente bei 7 kms^{-1} (siehe Abbildung 7.3.4a und 7.3.4b) wird durch optisch dünnes Vordergrundgas nicht beeinflußt. Gilt z.B. für die Vordergrundkomponente im Linienzentrum $\tau \leq 2.0$, ergibt sich mit den relativen Intensitäten der Hyperfeinstrukturkomponenten nach Tucker et

al.(1971) bei 7 kms^{-1} nur $\tau \leq 0.3$.

Ziehen wir das Vordergrundprofil vom Gesamtprofil ab, so erhalten wir im Zentrum eine reduzierte Linientemperatur, nicht jedoch bei der optisch dünnen Hyperfeinstrukturkomponente mit v = 7 kms^{-1}. Das hat zwei Konsequenzen:

a) Der Fit ergibt eine zu hohe optische Tiefe, da das Verhältnis der Linientemperaturen im Zentrum und bei 7 kms^{-1} kleiner geworden ist. Da beim Fit noch ein beträchtlicher Teil des Gesamtprofils für die Vordergrundkomponente benötigt wird, sollte sich eine starke Verfälschung des Ergebnisses bemerkbar machen.

b) Die Anregungstemperatur wird überschätzt. Im optisch dicken Fall gilt nach Gleichung 2.2.4 $|T_L| = T_c - T_{ex}$. Wird der absolute Wert der Linientemperatur ($|T_L|$) kleiner, ergibt sich eine höhere Anregungstemperatur (T_{ex}). Der Fehler bei der Abschätzung der Anregungstemperatur entspricht dem der Linientemperatur.

Die Ergebnisse (Tabelle 7.3.1) sind mit diesen Voraussagen vereinbar. Die optische Tiefe von 4.7±1.3 für den F: 2→2 - Obergang der 1_{10}-1_{11} - Linie führt bei einer Linienbreite von 0.2 kms^{-1} wegen der Oberlappung einzelner Hyperfeinstrukturkomponenten im Linienzentrum zu τ = 5.7±1.6. Ohne Hyperfeinstrukturaufspaltung würde sich sogar τ = 11.3±3.1 ergeben. So hohe Werte konnten bisher in keiner anderen Quelle beobachtet werden.

Die Annahme einer Vordergrundwolke ist, vor allem wegen der hier ermittelten extrem hohen optischen Tiefe, mit den Meßergebnissen gut vereinbar. Besonders wichtig ist, daß sowohl die Radialgeschwindigkeit als auch die Linienbreite der 2_{11}-2_{12} - Linie mit den Parametern der TMC1 - Komponente des 1_{10}-1_{11} - Profils (v = 5.6 kms^{-1}, $\Delta v_{1/2}$ = 0.2 kms^{-1}, siehe Tabelle 7.3.1) gut übereinstimmen. Die Anregungstemperaturen liegen mit 2.1 K und 1.8 K über 1.5 K und werden möglicherweise überschätzt. Der gleiche Effekt tritt allerdings auch

dann auf, wenn die Nebenkomponente hinter TMC1 liegt (siehe Abbildung 7.3.6). Auch in diesem Fall wird sowohl das Linienzentrum als auch die Komponente bei 7 Kms^{-1} im wesentlichen durch TMC1 bestimmt. Eine Anpassung von zwei Geschwindigkeitskomponenten führt dann wieder zu einer Oberschätzung der optischen Tiefen und der Anregungstemperaturen.

Dies hat zur Folge, daß für die H_2-Dichten nur Grenzwerte angegeben werden können. Mit $\tau_{4.8} = 14$, $\tau_{14.5} = 4$ und $T_k = 12$ K erhalten wir als untere Grenze $n_{H_2} = 1000\ cm^{-3}$. Das ist mit dem aus CO-Messungen abgeleiteten H_2 Wert von $4\ 10^3\ cm^{-3}$ vereinbar, liegt aber wesentlich unter den von Churchwell et al.(1978), Morris et al.(1976) und Evans und Kutner (1976) angegebenen Dichten.

Da beide H_2CO - Linien in Absorption zu beobachten sind, kann für die Dichte auch eine obere Grenze angegeben werden. Die Kühlung des 1_{10}-1_{11} - und des 2_{11}-2_{12} - Obergangs nimmt bei Werten über $n_{H_2} = 10^5\ cm^{-3}$ stark ab. Die Anregungstemperatur unterscheidet sich dann nur noch wenig von der Temperatur des Mikrowellenhintergrundes,und der Beitrag zur Linientemperatur aus dieser Region ist sehr gering (Abbildung 7.3.5). Eine Dichte von $10^5\ cm^{-3}$ ist daher noch nicht auszuschließen. Sicher ist nur, daß die H_2-Dichte innerhalb eines Bereichs von 1.0' (0.04 pc) den Wert $n_{H_2} = 10^6\ cm^{-3}$ nicht übertrifft, da sonst das in Effelsberg beobachtete 2_{11}-2_{12} - Profil in Emission zu sehen wäre.

Ein Vergleich zwischen den am NRAO (Auflösung 2.1') und in Effelsberg (Auflösung 1.0') beobachteten Strahlungstemperaturen der 2_{11}-2_{12} - Linie ergibt eine Obereinstimmung innerhalb von 20 Prozent. Auch die Halbwertsbreiten stimmen überein. Die ähnlichen Profile deuten auf ein sehr homogenes Wolkenzentrum hin.

7.3.3 CS

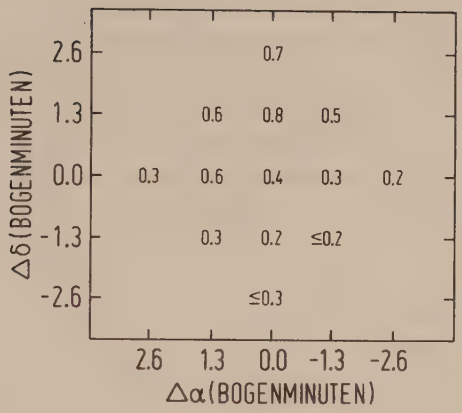


Abbildung 7.3.7: Linientemperaturen (K) der J=2→1 - Linie des CS bei 98 GHz. Koordinaten der zentralen Position: $\alpha = 4^h38^m38.6^s$, $\delta = 25^o35'$ (1950). Die Standardabweichung liegt bei 0.1 K. In den Fällen, in denen kein Signal registriert wurde, ist das Dreifache der Standardabweichung als obere Grenze angegeben.

Abbildung 7.3.7 gibt die Antennentemperaturen der J=2→1 - Linien des CS (98 GHz) an. Die Linienbreite ist hier kleiner als beim J=1→0 - Obergang des ^{13}CO (1.8 Kms^{-1}) und liegt bei etwa 1.2 Kms^{-1}. Es handelt sich dabei um einen Mittelwert, da wegen des großen Abstands zwischen zwei benachbarten Kanälen, 0.75 Kms^{-1}, eine zuverlässige Bestimmung der Halbwertsbreite einzelner Profile nicht möglich war. Die geringe Linientemperatur und die gute Obereinstimmung der hier ermittelten Linienbreite mit der Halbwertsbreite des J=1→0 - Obergangs beim $^{12}C^{18}O$ (Frerking) weisen darauf hin,daß die CS - Linien im Gegensatz zu den ^{12}CO -, ^{13}CO - und H_2CO - Linien optisch dünn sind.

7.3.4 Eigenschaften von TMC1

Die vorliegenden Messungen können nicht erklären, warum gerade in TMC1 Moleküle wie HC_5N, HC_7N und HC_9N beobachtet werden. Sie sind aber in der Lage, den Bereich der Möglichkeiten einzuschränken.

(1) Wie die CO - Messungen zeigen, ist in TMC1 kein Stern vorhanden, der in der Lage ist, das ihn umgebende Gas aufzuheizen.

(2) Das Fehlen von H_2CO - Emissionslinien im Zentimeterwellenbereich weist darauf hin, daß die Dichte innerhalb eines Bereichs von $\geq$ 1.0' ($\geq$ 0.04 pc) im Mittel nicht wesentlich über $n_{H_2} = 10^5$ cm^{-3} liegen kann.

(3) Der Nachweis von HC_5N und HC_7N in TMC2 (Churchwell et al.1978, Little et al.1978a, siehe Abbildung 7.1) zeigt, daß die Entstehung dieser Moleküle wahrscheinlich nicht mit der besonderen Lage von TMC1 im Innern der 'Heiles Cloud 2' in Verbindung steht.

Nehmen wir nach Dickman (1978) $[H_2]/[^{13}CO] = 5\ 10^5$ an, ergibt sich auf der Basis der vorliegenden ^{13}CO - Säulendichten eine Gesamtmasse von etwa fünf bis zehn Sonnenmassen innerhalb des in Abbildung 7.3.2 eingezeichneten Bereichs mit $N(^{13}CO) \geq 1.25\ 10^{16}$ cm^{-2}.

Da die vorliegenden Beobachtungen sowohl im Nordwesten als auch im Südosten nicht bis zum Rand der Region mit besonders hoher Säulendichte ($N(^{13}CO) \geq 1.25\ 10^{16}$ cm^{-2}) reichen, wird die Masse wahrscheinlich noch höher liegen. Andererseits ist es fraglich, ein wie großer Teil der ^{13}CO - Säulendichte aus TMC1 selbst stammt, da auch außerhalb der Wolke CO - Linien (siehe z.B. Stark und Blitz) zu beobachten sind. Für den Fall, daß Selbstabsorption die ^{12}CO - Profile beeinflußt, würde die wahre Masse von TMC1 ebenfalls unter dem angegebenen Wert liegen.

Trotz dieser Fehlerquellen sollte das Ergebnis einige Sonnenmassen betragen und sich damit signifikant von dem von Churchwell et al.(1978) angegebenen Wert von einer Sonnenmasse unterscheiden. Der Grund ist die im Vergleich zu anderen Molekülen große Ausdehnung der Region, aus der die CO - Emissionslinien stammen.

8. Literaturverzeichnis

Avery, L.W. (1980), Preprint

Allen, M., Knapp, G.R. (1978), ApJ 225, 843

Baars, J.W.M., Genzel, R., Pauliny-Toth, I.I.K., Witzel, A. (1977), AA 61, 99

Baker, P.L. (1979), AA 75, 54

Bortolot, V.J., Thaddeus, P. (1969), ApJ 155, L17

Castor, J.I. (1970), MNRAS 149, 111

Churchwell, E., Walmsley, C.M., Winnewisser, G. (1977), CNO - Isotopes in Astrophysics, -99-, J.Audouze, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht

Churchwell, E., Winnewisser, G., Walmsley, C.M. (1978) AA 67,139

Davies, R.D., Ponsonby, J.E.B., Pointon, L., De Jager, G. (1969) Nature 222, 933

Davis, J.H., Vanden Bout, P. (1973), ApL 15, 43

De Jong, T., Shih - I Chu, Dalgarno, A. (1975), ApJ 199, 69

Downes, D., Wilson, T.L. (1974), ApJ 191, L77

Dickman, R.L. (1975), ApJ 202, 50

Dickman, R.L. (1978), ApJ Suppl. 37, 407

Dickman, R.L., Langer, W.D., McCutcheon, W.H., Shuter, W.L.H. (1977), CNO-Isotopes in Astrophysics, -95-, J.Audouze, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht

Dickman, R.L., McCutcheon, W.H., Shuter, W.L.H. (1979), ApJ 234, 100

Elias, J.H. (1978), ApJ 224, 857

Evans, N.J., Kutner, M.L. (1976), ApJ 204, L131

Evans, N.J., Plambeck, R.L., Davis, J.H. (1979), ApJ 227, L25

Evans, N.J., Zuckerman, B., Morris, G., Sato, T. (1975a) ApJ 196, 433

Evans, N.J., Zuckerman, B., Sato, T., Morris, G. (1975b) ApJ 199, 383

Fomalont, E.B., Weliachew, L. (1973), ApJ 181, 781

Frerking, M.A., Langer, W.D., Wilson, R.W. (1979) ApJ 232, L65

Forster, J.R., Goss, W.M., De Jong, T., Norman, C.A., Habing, H.J., Dickel, H.R. (1979), Preprint

Gardner, F.F., McGee, R.X., Sinclair, M.W. (1970), ApL 5, 67

Gardner, F.F., Ribes, J.C., Cooper, B.F.C. (1971), ApL 9, 181

Gardner, F.F., Whiteoak, J.B. (1979), MNRAS 188, 331

Garrison, B.J., Lester, W.A., Miller, W.H., Green, S. (1975), ApJ 200, L175

Goldsmith, P.F. (1979), Preprint

Gordy, W., Cook, R.L. (1970), Microwave Molecular Spectra, Interscience Publishers, Durham

Green, S., Garrison, B.J., Lester, W.A., Miller, W.H. (1978), ApJ Suppl. 37, 321

Hobbs, L.M. (1972), ApJ 175, L39

Hollis, J.M., Snyder, L.E., Lovas, F.J., Buhl, D. (1976), ApJ 209, L83

Jenkins, E.B., Savage, B.D. (1974), ApJ 187, 243

Kutner, M.L., Evans, N.J., Tucker, K.D. (1976), ApJ 209, 452

Kutner, M.L., Thaddeus, P. (1971), ApJ 168, L67

Langer, W.D. (1976), ApJ 210, 328

Langer, W.D. (1977), ApJ 212, L39

Langer, W.D., Frerking, M.A., Linke, R.A., Wilson, R.W. (1979a) ApJ 232, L169

Langer, W.D., Goldsmith, P.F., Carlson, E.R., Wilson, R.W. (1979b), Preprint

Langer, W.D., Wilson, R.W., Henry, P.S., Guêlin, M. (1978), ApJ 225, L139

Linke, R.A., Goldsmith, P.F., Wannier, P.G., Wilson, R.W., Penzias, A.A. (1977), ApJ 214, 50

Liszt, H.S. (1973), Ph.D. Thesis, Princeton University

Little, L.T., Macdonald, G.H., Riley, P.W., Matheson, D.N. (1978a), MNRAS 183, 45p

Little, L.T., Riley, P.W., Macdonald, G.H., Matheson, D.N. (1978b), MNRAS 183, 805

Lovas, F.J., Krupenie, P.H. (1974), J.Phys.Chem.Ref.Data 3, 245

Lovas, F.J., Snyder, L.E., Johnson, D.R. (1979), Preprint
Lucy, L.B. (1971), ApJ 163, 95
Matsakis, D.N. (1979), ApJ 234, 861
Matsakis, D.N., Chui, M.F., Goldsmith, P.F., Townes, C.H. (1976), ApJ 206, L63
McCutcheon, W.H., Shuter, W.L.H. (1974), Nature 251, 123
Mezger, P.G., Pankonin, V., Schmid-Burgk, J., Thum, C., Wink, J. (1979), AA 80, L3
Mihalas, D., Kunasz, P.B., Hummer, D.G. (1975), ApJ 202, 465
Mihalas, D., Kunasz, P.B., Hummer, D.G. (1976), ApJ 203, 647
Mitchell, G.F., Ginsburg, J.L., Kuntz, P.J. (1978), ApJ Suppl. 38, 39
Morris, M., Snell, R.L., Vanden Bout, P. (1977), ApJ 216, 738
Morris, M., Turner, B.E., Palmer, P., Zuckerman, B. (1976) ApJ 205, 82
Penzias, A.A., Burrus, C.A. (1973), Ann. Rev. AA 11, 54
Penzias, A.A., Jefferts, K.B., Wilson, R.W. (1971), ApJ 165, 229
Plambeck, R.L., Williams, D.R.W (1979), Preprint
Rogstad, D.H., Lockhart, I.A., Whiteoak, J.B. (1974), AA 36, 253
Ribicki, G.B., Hummer, D.G. (1978), ApJ 219, 654
Scoville, N.Z., Solomon, P.M. (1974), ApJ 187, L67
Scoville, N.Z., Solomon, P.M., Penzias, A.A. (1975), ApJ 201, 352
Sherwood, W.A., Wilson, T.L. (1980) Preprint
Smith, A.M., Stecher, T.P. (1971), ApJ 164, L43
Snell, R., Tull, R., Vanden Bout, P., Vogt, S. (1977), CNO - Isotopes in Astrophysics, -85-, J.Audouze, P.Reidel Publishing Company, Dordrecht
Snyder, L.E., Watson, W.D., Hollis, J.M. (1977), ApJ 212, 79
Sobolev, V.V. (1960), Moving Envelopes of Stars, Harvard University Press
Solomon, P.M., Woolf, N.J. (1973), ApJ 180, L89

Spitzer, L. (1968), Diffuse Matter in Space, -15-, Interscience Publishers, Princeton

Stark, A.A., Blitz, L. (1978), ApJ 225, L15

Sume, A., Downes, D., Wilson, T.L. (1975), AA 39, 435

Tölle, F., Ungerechts, H., Walmsley, C.M., Winnewisser, G., Churchwell, E. (1980), in Vorbereitung

Thaddeus, P., Wilson, R.W., Kutner,M., Penzias, A.A., Jefferts, K.B. (1971), ApJ 168, L59

Thum, C., Mezger, P.G., Pankonin,V., Schraml, J. (1978), AA 64, L17

Townes, C.H., Cheung, A.C. (1969), ApJ 157, L103

Townes, C.H., Schawlow, A.L. (1975), Microwave Spectroscopy, Dover Publications, New York

Trauger, J.T., Roesler, F.L., Carleton, N.P., Traub, W.H. (1973), ApJ 184, L137

Truran, J.W. (1977), CNO - Isotopes in Astrophysics, -145-, J.Audouze, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht

Tucker, K.D., Kutner, M.L., Massano, W. (1979), Preprint

Tucker, K.D., Tomasevich, G.R., Thaddeus, P. (1971), ApJ 161, L153

Tucker, K.D., Tomasevich, G.R., Thaddeus, P. (1971), ApJ 169, 429

Tucker, K.D., Tomasevich, G.R., Thaddeus, P. (1972), ApJ 174, 463

Vanden Bout, P.A. (1972), ApJ 176, L127

Walmsley, C.M., Winnewisser, G., Tölle, F. (1980), AA 81, 245

Wannier, P.G., Linke, R.A. (1978), ApJ 226, 817

Wannier, P.G., Penzias, A.A., Linke, R.A., Wilson, R.W. (1976), ApJ 204, 26

Watson, W.D. (1977), CNO - Isotopes in Astrophysics, -105-, J.Audouze, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht

Watson, W.D., Anichich, V.G., Huntress, W.T. (1976), ApJ 205, L165

Wedepohl, K.H. (1969), Handbook of Geochemistry, Springer Verlag, Berlin

Welch, W.J. (1970), BAAS 2, 355
White, R.E. (1973), ApJ 183, 81
White, R.E. (1977), ApJ 211, 744
Whiteoak, J.B., Gardner, F.F. (1975), Proc. ASA 2, 360
Whiteoak, J.B., Gardner, F.F. (1978), MNRAS 183, 67p
Wilson, R.W., Penzias, A.A., Wannier, P.G., Linke, R.A. (1976), ApJ 204, L135
Wilson, T.L., Bieging, J. (1977), CNO - Isotopes in Astrophysics, -89-, J.Audouze, D.Reidel Publishing Company, Dordrecht
Wilson, T.L., Bieging, J., Downes, D., Gardner, F.F. (1976), AA 51, 303
Wilson, T.L., Downes, D., Bieging, J. (1979b), AA 71, 275
Wilson, T.L., Minn, Y.K. (1977), AA 54, 933
Wilson, T.L., Pauls, T.A., Ziurys, L.M. (1979a), AA 77, L3
Wilson, W.J., Barrett, A.H. (1970), ApL 6, 231
Wilson, W.J., Schwartz, P.R., Epstein, E.E., Johnson, W.A., Etcheverry, R.D., Mori, T.T., Berry, G.G., Dyson, H.B. (1974), ApJ 191, 357
Winnewisser, G., Churchwell, E., Walmsley, C.M. (1979), AA 72, 215
Wynn-Williams, C.G., Becklin, E.E. (1974), PASP 86, 5
Zuckerman, B., Buhl, D., Palmer, P., Snyder, L.E. (1974), ApJ 189, 217
Zuckerman, B., Palmer, P., Rickard, L.J. (1975), ApJ 197, 571

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen für Zeitschriften

AA	Astronomy and Astrophysics, Springer-Verlag, Berlin
ApJ	Astrophysical Journal, American Astronomical Society, Univ. of Chicago Press
ApL	Astrophysical Letters, Gordon and Breach, London
Ann.Rev.AA	Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics, Annual Reviews Inc., Palo Alto
BAAS	Bulletin of the American Astronomical Society, New York
J.Phys.Chem.Ref.Data	Journal of Physical and Chemical Reference Data, American Chemical Society, Washington
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Blackwell Scientific Publ., Oxford
Proc. ASA	Proceedings of the Astronomical Society of Australia, Sydney
PASP	Publications of the Astronomical Society of the Pacific, San Francisco

DANKSAGUNGEN

Die vorliegende Arbeit habe ich in den Jahren 1978 und 1979 als Stipendiat des Max-Planck-Instituts für Radioastronomie in Bonn angefertigt.

Mein Dank gilt Herrn Direktor Prof. Dr. P.G. Mezger, der die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht hat, sowie Herrn Dr. T.L. Wilson für seine Unterstützung und Betreuung.

Des weiteren danke ich Herrn Dr. C.M. Walmsley für zahlreiche wesentliche Anregungen und Diskussionen.

Herrn Dr. J. Schmid-Burgk möchte ich für die kritische Durchsicht des vorliegenden Manuskriptes danken.

Die Herren Drs. D. Downes, V. Pankonin, T. Pauls und Prof. G. Winnewisser haben ebenfalls die Entstehung der vorliegenden Arbeit gefördert.

In Zusammenhang mit den Messungen am 42m - Spiegel des NRAO möchte ich mich bei Herrn Dr. T. Cram bedanken, der mir eine nachträgliche Reduktion der Daten in Bonn ermöglichte.

Die Reduktion der in Effelsberg gewonnenen Daten geht auf Programme von A. von Kap-herr und Dr. T. Pauls zurück. Schließlich möchte ich noch der Rechenabteilung und der Systemgruppe in Effelsberg sowie den Operateuren an Teleskop und Computer meinen Dank für ihre Unterstützung aussprechen.

LEBENSLAUF

Am 8.1.1950 wurde ich als Sohn der Eheleute Christian und Renate Henkel in Düsseldorf geboren. Meine Staatsangehörigkeit ist deutsch.

Von 1956 bis 1960 besuchte ich die Grundschule "An der Angerstraße" in Düsseldorf-Urdenbach. Das Gymnasium besuchte ich in Barcelona (Colegio Alemân de San Alberto Magno, 1960 bis 1963) und in Düsseldorf (Schloßgymnasium Benrath, 1963 bis 1969), wo ich im Juni 1969 die Reifeprüfung ablegte.

Vom Juli 1969 bis zum Dezember 1970 leistete ich meinen Wehrdienst ab.

Im Wintersemester 1970/71 begann ich das Physikstudium an der Universität Bonn. Die Diplomarbeit über einen Vergleich zwischen interstellaren Linien im optischen und im Radiobereich (Referent: Prof. M. Grewing, Korreferent: Prof. H. Schmidt) konnte im September 1977 abgeschlossen werden. Am Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn arbeite ich seit November 1977 an meiner Dissertation.